



UNIVERSIDADE DE SANTIAGO DE COMPOSTELA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA APLICADA
ÁREA DE ÓPTICA

Tesis Doctoral

**Interferómetro de difracción por orificio, IDO,
para la inspección y caracterización
de lentes progresivas**

Sara Chamadoira Hermida

Informe de la directora de tesis

D^a Eva Acosta Plaza, profesora titular del Departamento de Física Aplicada (Área de Óptica) de la Universidad de Santiago de Compostela, informa favorablemente:

Sobre la presente memoria titulada *Interferómetro de difracción por orificio, IDO, para la inspección y caracterización de lentes progresivas*, que recoge los resultados realizados por D^a Sara Chamadoira Hermida bajo su tutela y constituye la Tesis Doctoral que presenta para la obtención del título de Doctora por la Universidad de Santiago de Compostela.

Santiago de Compostela, 7 Noviembre del 2011.

Fdo.: La directora de la tesis,

Fdo.: La doctoranda,

D^a Eva M^a Acosta Plaza

D^a Sara Chamadoira Hermida

El trabajo de investigación recogido en esta tesis ha sido realizado en el marco de los proyectos de investigación FIS2019-16753, 'MEDIDA, ANÁLISIS Y DISEÑO DE COMPONENTES FUNDAMENTALES DE LA ÓPTICA VISUAL', y FIS2007-63123 'INTERFERÓMETROS AUTORREFERENCIADOS PARA LA CARACTERIZACIÓN DE COMPONENTES OFTÁLMICOS Y SUPERFICIES OCULARES', financiados por el Ministerio de Ciencia e Innovación, el Ministerio de Educación y Ciencia y el FEDER.

Publicaciones relacionadas con la tesis

Artículos y patentes

E. Acosta, S. Chamadoira, *Interferómetro de difracción por orificio, IDO, para inspección y medida de componentes ópticos oftálmicos*, N° solicitud: P200500019, País de prioridad: España, Fecha de prioridad: 2004.12.23, Entidad titular: Universidade de Santiago de Compostela, N° patente ES2279665, N° Solicitud PCT: W05000709ES.

E. Acosta, S. Chamadoira, R. Blendowske, *Modified point diffraction interferometer for inspection and evaluation of ophthalmic components*, JOSA A, vol.23, No.3, 2006.

Comunicaciones a congresos

S. Chamadoira, E. Acosta, R. Blendowske, *Point diffraction interferometer for characterization of soft contact lenses*, II Topical Meeting on Physiological Optics, Granada, p. 35, Septiembre 2004.

S. Chamadoira, E. Acosta, R. Blendowske, *Point diffraction interferometer for measurement and inspection of ophthalmic components*, 1ª Red Temática de Óptica Visual, Madrid, Noviembre 2005.

E. Acosta, S. Chamadoira, *Low cost, Robust Interferometer for Characterization of Progressive Lenses*, ARVO 2006, Florida (EEUU), Abril 2006.

S. Chamadoira, E. Acosta, *Hole Diffraction Interferometer for characterization of optical aberrations of Intraocular Lenses (IOL's)*, Mopane 2006, Sudáfrica, Agosto 2006.

E. Acosta, S. Chamadoira, *Interferometric lensmeter for the testing of local second and higher order aberrations of progressive addition lenses*, ARVO 2010, Florida (EEUU), Mayo 2010.

Agradecimientos

En primer lugar me gustaría agradecer a la profesora Eva Acosta sus explicaciones y comentarios que han aportado tanto a este trabajo.

A continuación me gustaría agradecer a Indo el haberme permitido realizar medidas con su equipo Rotlex Class Plus y el haberme cedido una de las lentes usadas en este trabajo.

También me gustaría dar las gracias al profesor Ralf Blendowske por su colaboración en este trabajo.

Así mismo agradecer los ánimos de mi familia y amigos, de mis compañeros de trabajo y de mis compañeros del laboratorio.

En definitiva, gracias a todos los que han hecho posible que siguiera adelante a lo largo de estos últimos años, compaginando una tesis experimental en Santiago de Compostela, dirigida por una persona tan exigente e inconformista; con un trabajo a jornada completa en Barcelona, a 1000km de distancia... Compaginar mi vida personal con un compromiso profesional tan alto durante tantos años ha sido muy duro.

Y por último, gracias a Jose que ha estado todo este tiempo a mi lado. Gracias, cariño.

Las cosas difíciles pueden llevar mucho tiempo.
Lo imposible puede tardar un poco más.

Anónimo.

Zambúllete en el medio de las cosas, ensúciate las manos,
cae de rodillas y después, trata de alcanzar las estrellas.

Anónimo.

La ciencia tiene una característica maravillosa, y es que
aprende de sus errores, que utiliza sus equivocaciones
para reexaminar los problemas y volver a intentar
resolverlos, cada vez por nuevos caminos.

Ruy Pérez Tamayo. Científico mexicano.

Concede a tu espíritu el hábito de la duda, y a tu corazón,
el de la tolerancia.

G. C. Lichtenberg. Científico alemán.

Unha persoa intelixente é a que aprende dos seus
propios erros mais unha persoa sabia é a que
aprende dos erros dos demais.

Anónimo.

Índice general

I	Introducción	1
1.	Introducción	3
1.1.	Evolución de las lentes oftálmicas para la compensación de la presbicia	4
1.2.	Lentes progresivas	5
1.3.	Técnicas de medida	10
1.4.	Objetivos y esquema del trabajo	16
2.	Frentes de onda esferocilíndricos	19
2.1.	Frentes de onda esferocilíndricos	19
2.1.1.	Término cuadrático	20
2.1.2.	Término lineal	23
II	El interferómetro de difracción por punto	29
3.	El interferómetro de difracción por punto	31
3.1.	Principios del IDP	31
3.2.	Descripción teórica	32
3.3.	Estudio de los patrones interferenciales en función de los parámetros de la lámina	45
4.	Elección inicial de la lámina	53
4.1.	Fabricación de la lámina	53

4.2. Material utilizado: El factor de fase constante	54
4.3. El espesor de la lámina: la transmitancia	56
5. Montaje y calibración del IDP	59
5.1. Montaje básico: configuración absoluta	59
5.2. Montaje experimental	61
5.3. Calibración y rango dinámico: lámina final.	62
5.3.1. Calibración en configuración absoluta	66
5.3.2. Rango dinámico en configuración absoluta	69
5.3.3. IDO versus IDP	71
5.4. Verificación del rango dinámico en configuración absoluta	72
5.5. Incremento del rango dinámico: configuración diferencial	73
5.5.1. Configuración diferencial	74
5.5.2. Rango dinámico en configuración diferencial	76
5.6. Medida de lentes tóricas	79
6. Movimiento transversal de la lámina	83
6.1. Mapas locales de las lentes oftálmicas	84
 III Caracterización de lentes progresivas	 89
7. Caracterización de lentes progresivas mediante el IDO: Bases teóricas	91
7.1. Lentes progresivas	91
7.2. Análisis local de la lente progresiva	93
8. Caracterización de lentes progresivas: Medidas de la matriz dióptrica local mediante el IDO	97
8.1. Metodología de las medidas	97
8.2. Mapas de isocilindro e isopotencia	99
8.3. Ventajas del IDO. Análisis detallado de los pasillos	109

9. Caracterización de lentes progresivas: Aberraciones locales de una lente progresiva	117
9.1. Análisis local a distintos diámetros	117
9.2. Mapas totales de la fase de lentes progresivas	128
 IV Conclusiones y futuras líneas de trabajo	 135
Conclusiones	137
Futuras líneas de trabajo	139
 V Apéndices	 141
A. Procesado de las franjas interferenciales	143
B. Análisis de las aberraciones locales de las lentes progresivas	145
 VI Bibliografía	 175

Parte I

Introducción

CAPÍTULO 1

Introducción

El avance en las técnicas de fabricación de los componentes oftálmicos para corrección de ametropías oculares ha permitido producir componentes ópticos cada vez más sofisticados, tanto intraoculares como extraoculares, que corrigen desenfoque y astigmatismos en toda su complejidad patológica a través de lentes y lentillas esféricas, tóricas, asféricas, bifocales y progresivas.

Las lentes progresivas son componentes ópticos diseñados para corregir la presbicia, que es la disminución de la capacidad de enfoque del ojo ya que su máximo poder acomodativo disminuye y no permite ver confortablemente a distancias cercanas. Dicha patología se presenta alrededor de los 45 años y se va haciendo más apreciable y molesta con la edad. Para corregirla originalmente se diseñaron otros elementos oftálmicos, como las lentes bifocales y trifocales, las cuales, debido a su aspecto poco estético y delatador de la edad, no han tenido tanto éxito como las lentes progresivas. Debido a ello, las lentes progresivas, han sido los componentes ópticos oftálmicos que más han evolucionado y más se han versatilizado a lo largo de los últimos años, presentando diseños personalizados en función de la actividad del usuario, de sus características fisiológicas, de la montura, de la estrategia de mirada [Meister *et al.* 2008 part2, Guilloux *et al.* 2010]. Esta variedad de diseños ha originado la necesidad, por parte de los fabricantes, de tecnologías capaces de diferenciarlos, caracterizarlos y poder analizar en detalle la calidad visual que obtiene el usuario con cada uno de ellos.

Por tanto, a la par de la evolución en la fabricación de nuevos componentes ópticos oftálmicos se han ido desarrollando nuevas técnicas de medida que permitan el análisis detallado de toda la superficie del componente óptico oftálmico con una buena precisión.

1.1. Evolución de las lentes oftálmicas para la compensación de la presbicia

El envejecimiento del ojo conlleva una disminución del poder de acomodación debido, sobre todo, a la pérdida de flexibilidad del cristalino. Esto hace disminuir considerablemente la visión de cerca, independientemente de la visión de lejos, por lo que afecta tanto a personas que ya tenían problemas de visión en lejos como a personas emétopes. Este estado del ojo recibe el nombre de presbicia y las personas que lo padecen présbitas [Salvadó *et al.* 1996].

El mundo de las lentes oftálmicas ha ido evolucionando en las últimas décadas a un ritmo vertiginoso, concentrándose sobre todo en las necesidades de los présbitas. En los inicios los présbitas, que ya padecían una deficiencia en visión lejana, se veían en la necesidad de llevar dos pares de gafas monofocales: unas para visión lejana y otras para visión cercana, que se iban intercambiando en función de la actividad que desarrollaban. Esto generó la necesidad de una nueva lente con la que poder ver a ambas distancias sin necesidad de cambiar de gafas.

La primera solución que se planteó a este problema fue inventada por Benjamin Franklin en el año 1784. Unió en una sola lente dos fragmentos de lentes monofocales de mismo índice pero distinta curvatura (distinta potencia) para así poder enfocar en lejos (zona superior de la lente) y en cerca (zona inferior de la lente). Los fragmentos se mantenían unidos gracias a la presión de la montura. Desde este diseño original, efectivo aunque inestable (dado que no había ningún material de unión) se fueron desarrollando distintos tipos de lentes bifocales. Así por ejemplo, Schnaitman propuso tallar sobre la superficie posterior de una lente dos curvaturas distintas. Aunque con este diseño se mejoraba el problema de estabilidad del bifocal de Franklin, en la zona destinada a la visión de lejos, había un fuerte efecto prismático y elevadas aberraciones [Salvadó *et al.* 1996].

1.2. LENTES PROGRESIVAS

A finales del siglo XIX Morck propuso pegar una pequeña lente en la superficie posterior de la lente principal utilizando bálsamo de Canadá. De esta manera se obtiene una lente estable pero con los inconvenientes del bálsamo, que a partir de los 50°C se reblandece y con el tiempo amarillea. Posteriormente se utilizaron resinas epoxi como alternativa al bálsamo. Unos años más tarde J. Borsh Sr. creó la primera lente bifocal donde se combinan fragmentos con índices de refracción distintos. Los fragmentos fusionados, en vez de pegados, proporcionaron lentes de gran estabilidad pero con el inconveniente de que presentaban una fuerte aberración cromática debida a la diferencia de números de Abbe de los fragmentos. Por último, en 1954 se diseñó lo que se conoce como bifocales ejecutivos, donde en la primera superficie de la lente la parte inferior tiene una curvatura mayor que la superior y es, por tanto, más positiva. La línea de separación es recta y cubre la totalidad de la lente dividiéndola en dos mitades aproximadamente iguales [Salvadó *et al.* 1996, Jalie 2000].

Siguiendo la filosofía de las lentes bifocales se inventaron las llamadas lentes trifocales, que permitían enfocar a tres distancias distintas: lejos, intermedia y cerca [Salvadó *et al.* 1996].

La lente progresiva supone, por tanto, el siguiente avance evidente: el diseño de una superficie continua. La primera lente progresiva de la que se tiene constancia es la patentada por Owen Aves en 1907 [Aves 1907]. Fue Maitenaz en 1951 quien patentó el primer diseño y en 1959 la firma Essel (actualmente Essilor) sacó al mercado la primera lente progresiva Varilux 1 [Maitenaz 1966, Maitenaz 1972].

1.2. Lentes progresivas

Una lente progresiva es una lente multifocal que presenta una superficie con una variación continua y suave de la potencia: desde una potencia adecuada para la visión lejana hasta la potencia necesaria para la visión de cerca. Todas las lentes progresivas poseen cuatro zonas bien diferenciadas como se muestra en la figura 1.1 [Meister *et al.* 2008 part1, Indo 2002]:

- Zona de lejos: Región de potencia constante, situada en la parte superior de la lente y asociada a la visión de lejos.

- Zona de cerca: Región de potencia constante, situada en la parte inferior de la

lente y asociada a la visión de cerca.

-Pasillo: Zona de transición entre la zona de lejos y la de cerca. Usada para enfocar a distancias intermedias. La potencia varía continuamente entre la potencia de la zona de lejos y la zona de cerca.

-Zona Marginal: Son las regiones periféricas de la lente. Contienen potencia cilíndrica (o astigmatismo) que no ha sido prescrita al paciente y que es consecuencia de la continuidad exigida al diseño. Dichas zonas pueden provocar muchas inadaptaciones en pacientes con una gran visión periférica.

De estas cuatro zonas sólo las tres primeras son ópticamente útiles.

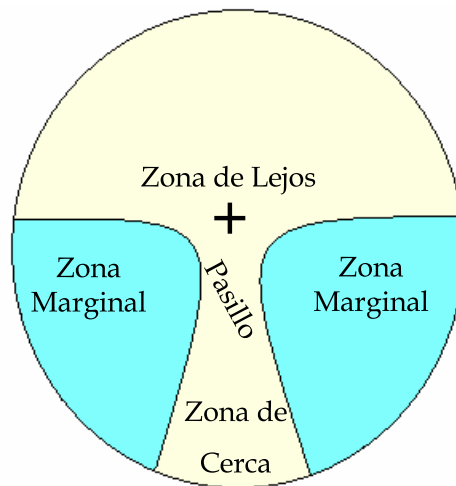


Figura 1.1: Zonas ópticas de una lente progresiva.

En las lentes progresivas la potencia aumenta desde un valor mínimo en la zona de lejos hasta un valor máximo en la zona de cerca. La diferencia de potencia entre la zona de lejos y cerca recibe el nombre de Adición [Salvadó *et al.* 1996].

Una vez conocidos, en cada punto de la lente, los valores de la potencia y del astigmatismo, la manera más común de representar una lente progresiva es a través de lo que se conoce como diagramas de isolíneas de astigmatismo, isolíneas de potencia y perfil de potencia a lo largo del pasillo (ley de potencias). O bien, normalizando la potencia de lejos a cero, tendremos las isolíneas de adición y el perfil de adición [Jalie 2000]. Las isolíneas de astigmatismo indican las regiones potencialmente más propensas a provocar borrosidad, distorsión, etc. Es decir,

1.2. LENTES PROGRESIVAS

indican las zonas de pérdida de calidad visual. Además proporcionan el tamaño de las regiones correspondientes a la visión de lejos, visión intermedia y visión de cerca [Meister *et al.* 2008 part1]. Mediante las isolíneas de potencia también se puede localizar la zona de cerca y las zonas donde hay un exceso de potencia, que interferirá con la visión de lejos. Los gradientes de las isolíneas indican la rapidez del cambio en las potencias. En la figura 1.2 se muestran esquemáticamente los diagramas de isolíneas de astigmatismo y potencia.

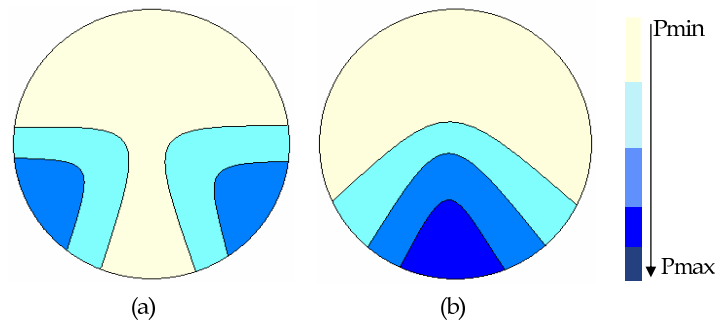


Figura 1.2: Diagramas de isolíneas: a) isolíneas de astigmatismo, b) isolíneas de potencia.

En la figura 1.3 se muestran distintos perfiles de adición a lo largo del pasillo los cuales proporcionan información sobre la variación de adición, en general, lineal [Jalie 2000]. Dichos perfiles proporcionan además información concreta de la longitud del pasillo, del punto donde comienza a aumentar la adición y donde alcanza su valor máximo.

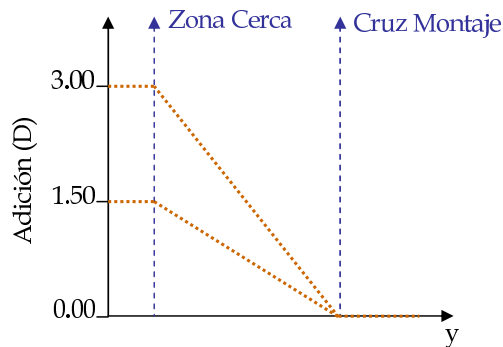


Figura 1.3: Perfil de adición a lo largo del pasillo para distintas adiciones.

Las lentes progresivas proporcionan un aumento de potencia sin ninguna discontinuidad en la superficie, suavizando la transición entre las distintas zonas.

De hecho, la transición es lo suficientemente suave para prevenir cambios abruptos en prisma y aumento. La continuidad en el diseño se consigue a expensas de un incremento indeseado de potencia cilíndrica en las zonas laterales de la superficie. Esto es consecuencia del teorema de Minkwitz [Minkwitz 1963] que, aplicado a superficies de lentes progresivas, establece que una superficie que contenga una curva en cuyos puntos las curvaturas en las dos secciones principales son iguales (umbílicos) [Riley *et al.* 2002] no puede presentar puntos umbílicos en las proximidades de dicha curva, o equivalentemente en terminología oftálmica, presentará astigmatismo en las proximidades de dicha línea. Además, establece que la variación del astigmatismo en la dirección perpendicular a la línea de puntos umbílicos es el doble que la variación de la potencia a lo largo de la misma (figura 1.4).

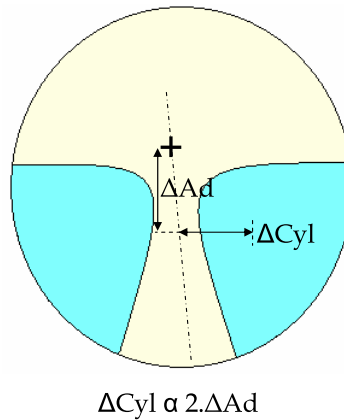


Figura 1.4: Teorema de Minkwitz [Meister *et al.* 2008 part1].

Como consecuencia del teorema de Minkwitz [Jalie 2000]:

- A igualdad de longitud del pasillo, cuanto mayor sea la adición, mayor será el astigmatismo.
- A igualdad de adición, cuanto más corto sea el pasillo, más rápido crece el astigmatismo a medida que nos alejamos de la línea de puntos umbílicos.

En los inicios la tecnología usada para la fabricación de las lentes progresivas, que denominaremos tecnología convencional, generaba la progresión de la potencia en la cara convexa mediante un molde y el resto de la prescripción (en general de forma tórica) tallando posteriormente la cara cóncava. Hoy en día la tecnología free-form

1.2. LENTES PROGRESIVAS

permite tallar cualquier superficie dando lugar a la diversificación y personalización de los diseños de lentes progresivas, además de reducir el tiempo de fabricación, pues permite tallar toda o parte de la superficie progresiva combinada con la forma tórica en la cara cóncava [Meister *et al.* 2008 part2].

Debido a la complejidad del diseño y a la existencia de zonas de baja calidad óptica este tipo de lentes presentan una serie de marcas débiles e indelebles [Jalie 2000] para montar las lentes correctamente en las monturas correspondientes y para establecer referencias a la hora de las medidas (ver figura 1.5).

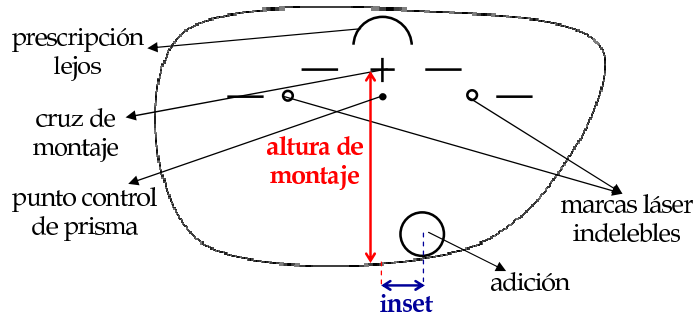


Figura 1.5: Marcas que caracterizan a una lente progresiva.

Las marcas débiles se borran una vez verificada la correcta posición de las lentes respecto al ojo y permiten localizar los siguientes puntos de referencia [Jalie 2000]:

- Prescripción de lejos: punto donde se mide la prescripción de lejos.
- Cruz de montaje: se corresponde con la posición del centro de la pupila en visión de lejos. Todos los fabricantes referencian esta marca al mismo punto, aunque la marca tampográfica no tiene porque ser una cruz. Por este motivo hemos escogido en este trabajo este punto como el punto de referencia u origen de coordenadas para el análisis de las lentes progresivas.

- Punto de control del prisma: punto donde se controla el prisma total que pueda tener la lente progresiva.

- Adición: punto donde se controla la adición prescrita.

Desde estos puntos se define la altura de montaje (AM) como la distancia en vertical desde la cruz de montaje hasta el borde de la lente una vez biselada para su posterior montaje [Salvadó *et al.* 1996] y la convergencia o inset

[Guilloux *et al.* 2009] como el valor de la distancia en horizontal desde la cruz de montaje hasta la zona de cerca (figura 1.5).

Las marcas indelebles son usadas para identificar las distintas zonas de la lente, una vez eliminadas las marcas delebles. Todos los progresivos deben llevarlas. En general cada fabricante tiene sus propias marcas delebles y las posiciones relativas entre ellas pueden variar de uno a otro fabricante, excepto la cruz de montaje, que siempre debe estar centrada con la pupila. Las marcas indelebles son estándar para todos los fabricantes de lentes.

1.3. Técnicas de medida

A lo largo de los años se han ido desarrollando diferentes métodos de medida y evaluación de las propiedades ópticas de los componentes ópticos oftálmicos. En este trabajo detallaremos brevemente algunas de las técnicas más relevantes y más usadas para la medida de las lentes progresivas.

Frontofocómetro

Es un sistema óptico que sirve para medir directamente la potencia frontal posterior de las lentes. El primer instrumento fue patentado por Zeiss en 1914 y desde entonces han salido al mercado otros muchos modelos distribuidos por diversos fabricantes, todos ellos similares en la construcción del sistema óptico, variando únicamente el diseño del aparato y los mecanismos adicionales [Illueca *et al.* 1996].

El frontofocómetro consiste principalmente en un sistema colimador y en un anteojo como sistema de observación. Como se puede observar en la figura 1.6, su forma más simple es un sistema óptico centrado que consta de los siguientes elementos: fuente de iluminación, test (T), lente colimadora (LC), soporte, objetivo, ocular y retículo (R). La superficie posterior de la lente oftálmica (LO) se coloca en un soporte que está situado en el foco imagen de LC. Al observar por el anteojo no se verá nítidamente la imagen del test, T (el test es típicamente una cruz compuesta por varias líneas), por lo que el observador deberá desplazarlo de su posición inicial hasta que nuevamente vea su imagen con nitidez. Del valor del desplazamiento se obtiene la potencia de la LO.

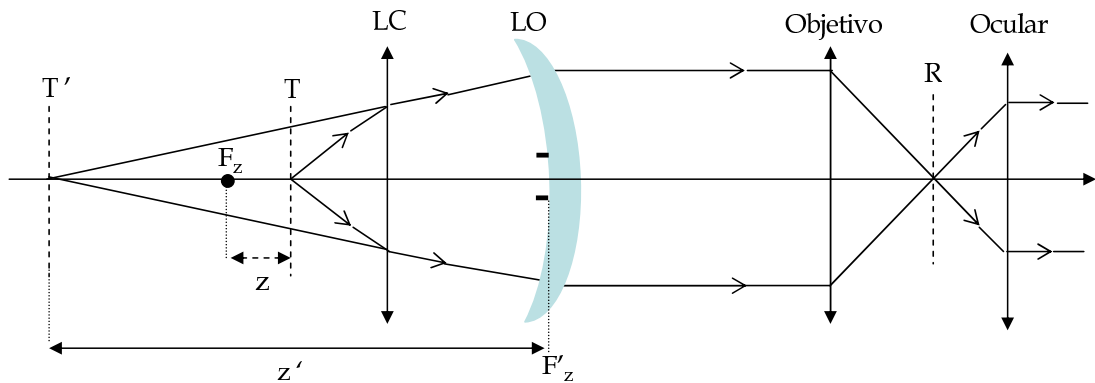


Figura 1.6: Principio del frontofocómetro. Formación de las imágenes intermedias en la medida de una lente oftálmica (LO).

Este sistema se usa normalmente para medir lentes oftálmicas monofocales y aunque ha sido aplicado para la medida puntual de lentes progresivas [Sheddy *et al.* 1987, Fowler 2006] no proporciona precisión ni resolución espacial necesaria para caracterizar las lentes progresivas ya que, en este caso, con el frontofocómetro se determina la potencia de lejos en un sólo punto centrando la lente sobre una boquilla y posteriormente, desplazando la lente sobre la boquilla y centrándola en un punto de la zona de cerca, podremos medir la adición. Pero no es un instrumento mapeador de lentes progresivas [Henson 1983], ni siquiera los de última generación como el que se presenta en la figura 1.7, el frontofocómetro automático CLE 60 [web1].



Figura 1.7: Frontofocómetro automático CLE 60.

La necesidad de un mapeado de todos los puntos de la lente ha hecho que surjan otras técnicas de medida que puedan medir las características ópticas de la lente progresiva entre las que destacamos el sensor Shack-Hartmann, la deflectometría Moiré y la interferometría de desplazamiento lateral.

Sensor Shack-Hartmann

El sensor de frente de onda Shack-Hartmann es uno de los métodos más usados hoy en día para la caracterización de lentes oftálmicas.

El componente básico de este sensor es una matriz bidimensional de microlentes (ver figura 1.8). Cuando la matriz de microlentes se ilumina con un haz de luz nominalmente colimado, el centro de la región focal de cada microlente se desplaza transversalmente en su plano en proporción a la inclinación local del frente de onda que incide sobre ella. La precisión y el rango dinámico del sensor Shack-Hartmann viene determinada por el número y la apertura numérica de las microlentes que componen la matriz [Neal *et al.* 2002].

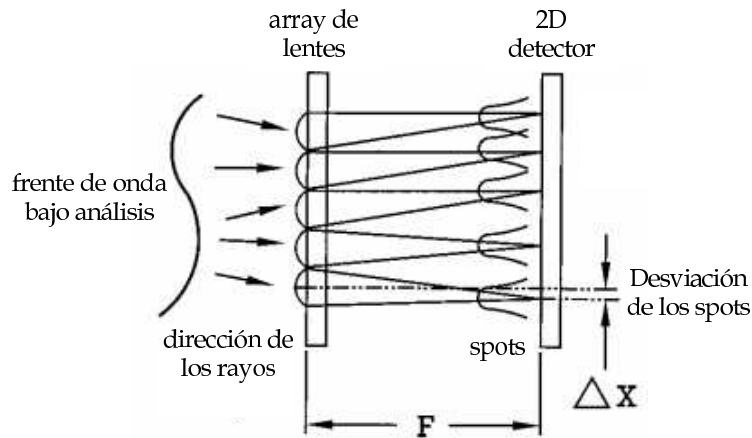


Figura 1.8: Esquema de la matriz bidimensional [Platt *et al.* 2001].

En un principio este sensor fue desarrollado para su aplicación en el campo de la astronomía, entre otras, mejorar la calidad de imágenes distorsionadas por turbulencias atmosféricas [Geary 1995, Platt *et al.* 2001] pero, en la actualidad ha trascendido a otros campos de la investigación, entre ellos la óptica oftálmica [Castellini *et al.* 1994] y la óptica de la visión [Liang *et al.* 1994].

1.3. TÉCNICAS DE MEDIDA

Dado que cada microlente proporciona las pendientes locales del frente de onda, los instrumentos basados en sensores de Shack-Hartmann son realmente mapeadores de las lentes progresivas.

De los equipos de medida que actualmente están en el mercado y cuya técnica se basa en un sensor Shack- Hartmann destacamos el EZ-200 Advance [web2] pues permite medir ambas lentes (derecha e izquierda) simultáneamente, como se muestra en la figura 1.9. El rango de medida que presenta va desde -15D a +15D para potencia esférica, de -10D a +10D en potencia cilíndrica cubriendo un área de 24x44 mm para cada lente.



Figura 1.9: EZ-200 Advance.

Deflectometría Moiré

Esta técnica se utiliza para mapear elementos ópticos oftálmicos tanto por transmisión como por reflexión [Kafri *et al.* 1981, Kafri *et al.* 1989, Eliezer *et al.* 2001].

El esquema básico para la medida de objetos de fase cualquiera (OF) se muestra en la figura 1.10. Un haz colimado atraviesa OF generando la correspondiente distorsión sobre el haz plano. Este haz incide posteriormente en el conjunto de dos rejillas de Ronchi (o binarias) iguales [Malacara 1992], separadas una distancia Δ y giradas una respecto a la otra un cierto ángulo θ [Yoshizawa *et al.* 2009]. El patrón de moiré obtenido se recoge en un sistema de adquisición de imágenes. Del análisis del patrón de Moiré se obtienen los valores de las derivadas parciales en las

direcciones transversales a la de propagación del haz [Kafri *et al.* 1981]. La precisión de esta técnica depende de la distancia de las rejillas y de su frecuencia.

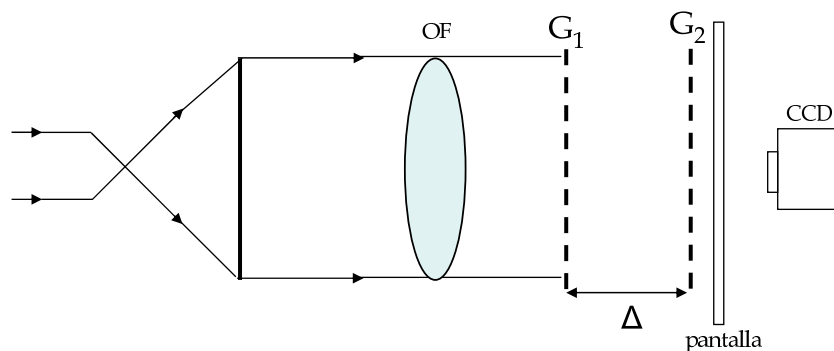


Figura 1.10: Esquema del proceso de deflectometría Moiré [Kafri *et al.* 1989].

Uno de los equipos más usados en la actualidad para la caracterización de lentes progresivas y que se basa en deflectometría Moiré [Sheddy 2004, Sheddy *et al.* 2006] es el Rotlex Class Plus [web3]. El rango de medida estándar que presenta va de -10D a +10D, aunque presenta además un modo extendido que va de -15D a +15D. Dicho equipo genera del orden de 10000 puntos de medida asegurando una precisión de 0.03D en cada uno de ellos.



Figura 1.11: Rotlex Class plus.

Interferometría de desplazamiento lateral

La interferometría es una de las técnicas más precisas para caracterizar componentes ópticos. De todas ellas la interferometría de desplazamiento lateral fue una de las primeras técnicas propuestas para la caracterización precisa de lentes oftálmicas [Wyant *et al.* 1975].

El principio básico de esta técnica consiste en duplicar un haz de luz y desplazarlo una pequeña cantidad. El interferograma se genera al hacer interferir ambos haces en un mismo plano [Malacara 1992].

En la figura 1.12 se muestra el diseño usado por Wyant para la medida de lentes oftálmicas [Wyant *et al.* 1975]. La lente que se desea medir (LO) se ilumina con un haz convergente o divergente, de tal manera que el haz que sale de la lente está nominalmente colimado. Este haz incide sobre una lámina de caras plano-paralelas (P_1) de tal manera que parte del haz se refleja en la primera cara del cristal y parte en la segunda. Ambos haces están desplazados lateralmente una cierta distancia S , la cual determinará la precisión del dispositivo. Con esta técnica se miden, al igual que en los dos casos anteriores, las pendientes locales del frente de onda que emerge de la lente.

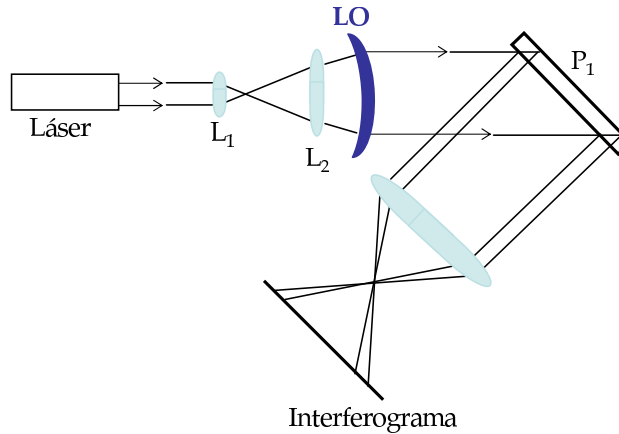


Figura 1.12: Método para medir la potencia de una lente mediante interferometría de desplazamiento lateral.

Uno de los problemas de la mayor parte de las técnicas interferométricas es la gran sensibilidad a vibraciones en el sistema. Para solucionar este problema

se desarrollaron lo que se conoce como interferómetros de camino común [Glückstad *et al.* 2001] en los cuales las ondas recorren el mismo camino y se ven afectadas de la misma manera por movimientos mecánicos y por fluctuaciones de la temperatura, si los hubiera, con lo que no se alteraría el resultado de las medidas.

En 1933 Linikk propuso la creación del interferómetro de difracción por punto (IDP); un instrumento muy simple que combina los campos de la interferencia y la difracción [Linikk 1933]. En un principio, el IDP se ideó para alinear telescopios astronómicos [Smartt *et al.* 1974] y en la actualidad para realizar interferometría de precisión en UV [Naulleau *et al.* 2000]. Investigaciones posteriores fueron añadiendo modificaciones al IDP original, que no alteraron su sencillez inicial, pero que sí versatilizaron sus aplicaciones.

El interferómetro que analizaremos aquí [Acosta *et al.* 2005, Acosta *et al.* 2006] es una pequeña variante del interferómetro propuesto por Linikk y que, como veremos, ofrece un amplio rango dinámico con la ventaja añadida de la estabilidad ante vibraciones.

1.4. Objetivos y esquema del trabajo

Objetivos del trabajo

Este trabajo se enmarca dentro del campo del diseño y la implementación de nuevas técnicas de caracterización y medida de lentes progresivas con gran precisión y repetibilidad.

La técnica que utilizaremos se basa en la interferometría de difracción por punto (IDP), propuesta originalmente por Linikk [Linikk 1933] y desarrollada por Smartt [Smartt *et al.* 1974]. Aunque la técnica es aplicable a otros componente oftálmicos, en este trabajo sólo presentaremos el diseño de un aparato, que denominaremos interferómetro de difracción por orificio (IDO) para medida exclusiva de lentes progresivas.

Además, se mostrará la capacidad del IDO para la medida de aberraciones de alto orden en las lentes progresivas.

Esquema del trabajo

En este trabajo demostraremos cómo se puede transformar un IDP en un dispositivo mapeador de lentes progresivas.

En el capítulo 2 se establecerá la equivalencia entre lo que se denomina frente de onda inclinado y frente de onda desplazado.

En el capítulo 3 se expondrá la teoría en la que se fundamenta el interferómetro de difracción por punto.

En el capítulo 4 se explicará la fabricación y la elección del componente principal del interferómetro.

En el capítulo 5 se mostrarán los distintos montajes del interferómetro y se determinará su rango dinámico.

En el capítulo 6 se describirá el procedimiento para el mapeado de la lente progresiva.

En el capítulo 7 se desarrollará un modelo matemático que justifica la caracterización de las lentes progresivas mediante esta técnica.

En el capítulo 8 se expondrán las medidas realizadas sobre siete lentes progresivas que presentan características variadas y que ilustran el rango y el tipo de lentes progresivas que existen actualmente en el mercado. Para corroborar las medidas realizadas con el IDO se mostrará la comparación de isolíneas de cilindro y adición medidas con un Rotlex Class Plus. Además mostraremos la capacidad del IDO en caracterizar el perfil de adición a lo largo del pasillo.

En el capítulo 9 se mostrará la capacidad adicional que presenta el IDO para el análisis local de las aberraciones de orden superior en lentes progresivas, sin cambios en el montaje experimental.

Por último se mostrará una recopilación de los resultados obtenidos en este trabajo y las líneas futuras de acción.

CAPÍTULO 2

Frentes de onda esferocilíndricos

En el campo de la óptica oftálmica las lentes básicas diseñadas para corregir las distintas ametropías visuales se conocen como lentes tóricas o esferocilíndricas. La fase que introducen sobre un haz de luz que incide sobre ellas¹ puede representarse de forma precisa en forma explícita en las coordenadas transversales a la dirección de propagación (x, y) . Así, la distribución de amplitud compleja en cualquier plano z puede describirse mediante la expresión:

$$U(x, y, z) \propto e^{ikw(x,y)} e^{ikz} \quad (2.1)$$

donde k se corresponde con el número de ondas y $w(x, y)$ representa un polinomio de orden dos en las coordenadas (x, y) .

En lo que sigue describiremos la forma de las líneas equifásicas, en un plano z determinado, en función de los coeficientes del polinomio con el fin de definir e ilustrar los conceptos básicos que utilizaremos a lo largo de todo este estudio.

2.1. Frentes de onda esferocilíndricos

En general, la expresión de la fase^{II} en un plano $z = 0$, de un frente de onda esferocilíndrico, en el sistema de referencia definido en la figura 2.1, viene dada

¹A lo largo de este trabajo supondremos un haz plano propagándose en dirección z .

^{II}Definimos $W(x, y) = kw(x, y)$ como la fase en un plano z .

por un polinomio de segundo orden [Bronshtein *et al.* 2007] que se puede describir mediante la siguiente expresión^{III}:

$$W(x, y) = k \left[\frac{1}{2} (L_{xx}x^2 + 2L_{xy}xy + L_{yy}y^2) + tg\alpha x + tg\beta y \right] \quad (2.2)$$

donde L_{xx} , L_{xy} , L_{yy} , $tg\alpha$ y $tg\beta$ son constantes para un plano z determinado.

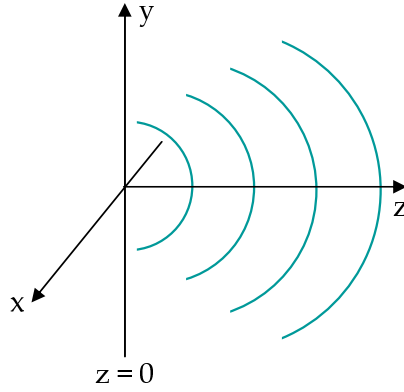


Figura 2.1: Sistema de referencia.

La notación elegida no es arbitraria. La utilizamos no sólo para analizar las propiedades focalizadoras de las lentes sino también para relacionarlas con los términos comúnmente usados en óptica oftálmica. En primer lugar analizaremos el significado del término puramente cuadrático en la propagación del haz y posteriormente el término lineal.

2.1.1. Término cuadrático

El término cuadrático de la expresión 2.2:

$$W(x, y) = \frac{k}{2} (L_{xx}x^2 + 2L_{xy}xy + L_{yy}y^2) \quad (2.3)$$

se puede reescribir en forma matricial:

$$W(x, y) = \frac{k}{2} \vec{r} \cdot \mathbf{L} \cdot \vec{r}^T \quad (2.4)$$

^{III}Hemos omitido el término constante o 'pistón' ya que la información que nos aporta es irrelevante para el análisis que se va a desarrollar en este trabajo.

2.1. FRENTES DE ONDA ESFEROCILÍNDRICOS

donde:

$-\vec{r}$ se corresponde con el vector de posición (x, y) .

$-\mathbf{L}$ se corresponde con la matriz que proporciona las curvaturas y el eje de los meridianos principales del frente de onda esferocilíndrico.

En caso de que el frente de onda esferocilíndrico sea el que emerge de una lente oftálmica iluminada por un frente de onda plano dicha matriz recibe el nombre de matriz de potencia dióptrica [Long 1976, Keating 1980, Keating 1981, Alonso *et al.* 2003] y se puede expresar como:

$$\mathbf{L} = \begin{pmatrix} S + C \sin^2 \theta & -C \cos \theta \sin \theta \\ -C \cos \theta \sin \theta & S + C \cos^2 \theta \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

donde, en terminología de óptica oftálmica, S se conoce como la potencia esférica, C como la potencia cilíndrica y θ como el eje del cilindro, ángulo del cilindro o ángulo del astigmatismo.

El ángulo del cilindro está relacionado con las componentes de la matriz \mathbf{L} mediante la siguiente expresión [Bronshtein *et al.* 2007]:

$$\tan(2\theta) = \frac{2L_{xy}}{L_{xx} - L_{yy}} \quad (2.6)$$

El conocimiento de S , C y θ en el plano de la lente definen las propiedades focalizadoras de la lente oftálmica, o equivalentemente de L_{xx} , L_{xy} y L_{yy} . El paso de una notación a otra es trivial [Thibos *et al.* 1997].

En la expresión 2.6 se observa que la tangente del ángulo del astigmatismo depende directamente del coeficiente L_{xy} que acompaña al término cruzado de la fase. Por tanto, si la fase presenta un término cruzado, mediante un giro θ ó $\theta + \pi/2$ se puede eliminar dicho término.

Se puede hacer un análisis de las propiedades focales de un frente de onda esferocilíndrico, sin pérdida de generalidad, en el sistema de ejes que coincide con los meridianos principales del frente de onda siendo, por tanto, la matriz diagonal. Por ello, vamos a considerar que el frente de onda está referido a los ejes del sistema de referencia de la figura 2.1. Esta suposición no nos hace perder generalidad en el

análisis ya que las propiedades focales de los haces no dependen de la orientación de los ejes, pero simplifica en gran medida el estudio.

Por tanto partiremos de la siguiente expresión para la fase:

$$W(x, y) = \frac{k}{2} (L_{xx}x^2 + L_{yy}y^2) \quad (2.7)$$

La clasificación de frentes de onda esferocilíndricos se lleva a cabo en base a los valores que puedan tomar L_{xx} y L_{yy} en el plano de referencia $z = 0$.

◁ El caso particular de $L_{xx} = L_{yy} = 0$ se corresponde a la fase de lo que se conoce como un frente de onda plano.

◁ Si $L_{xx} \cdot L_{yy} > 0$ se corresponde con un frente de onda esferocilíndrico tal que las líneas de fase en el plano $z = 0$ son elipses concéntricas (figura 2.2.a). En caso de que $L_{xx} = L_{yy}$ las líneas de fase son circunferencias concéntricas y es lo que en general se conoce como aproximación paraxial de un frente de onda esférico (figura 2.2.b).

◁ Si $L_{xx} \cdot L_{yy} < 0$ se corresponde con un frente de onda esferocilíndrico tal que las líneas de fase en el plano $z = 0$ son hipérbolas concéntricas (figura 2.3.a).

◁ Si $L_{xx} \neq 0$ y $L_{yy} = 0$ ó $L_{xx} = 0$ y $L_{yy} \neq 0$ las líneas equifase son líneas paralelas, y definen lo que se conoce como aproximación paraxial de un frente de onda cilíndrico (figuras 2.3.b y 2.3.c).

Por último cabe hacer constar que los valores y signos de L_{xx} y L_{yy} dependen del plano elegido como referencia ($z = 0$).

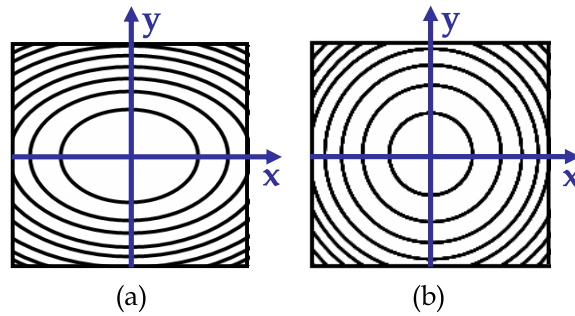


Figura 2.2: Líneas de fase constante en el plano $z = 0$: (a) $L_{xx} \cdot L_{yy} > 0$, (b) $L_{xx} = L_{yy}$.

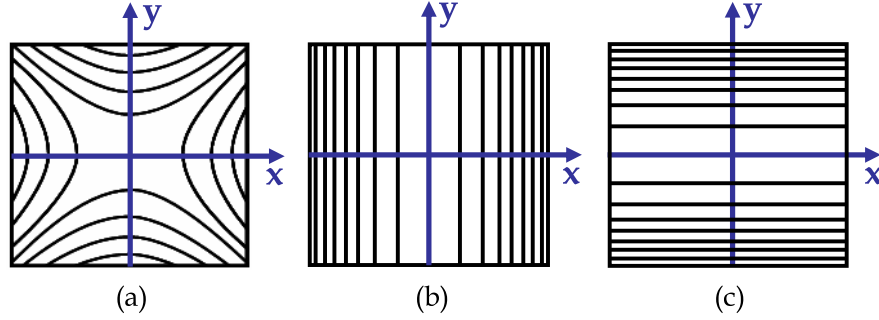


Figura 2.3: Líneas de fase constante en el plano $z = 0$: (a) $L_{xx} \cdot L_{yy} < 0$, (b) $L_{xx} \neq 0$ y $L_{yy} = 0$, (c) $L_{xx} = 0$ y $L_{yy} \neq 0$.

Reescribiendo $L_{xx} = 1/f_x$ y $L_{yy} = 1/f_y$ la ecuación 2.7 se puede reexpresar en función de la distancia de las líneas focales al plano $z = 0$ (f_x y f_y).

$$W(x, y) = \frac{k}{2} \left(\frac{x^2}{f_x} + \frac{y^2}{f_y} \right) \quad (2.8)$$

de donde se deduce que la posición de las líneas focales de la onda estarán a un lado u otro del plano $z = 0$ dependiendo de los signos de f_x y f_y . Así, el carácter convergente o divergente del haz (o de cada una de sus componentes) lo define también la posición del sistema de referencia elegido.

La ausencia de término cruzado indica que las líneas focales son paralelas a los ejes XY del sistema de referencia elegido.

2.1.2. Término lineal

Partiremos de la expresión 2.2 y, al igual que en el apartado anterior, consideraremos que el término cruzado es cero ($L_{xy} = 0$) lo que nos permite reescribir la ecuación 2.2 en función de las distancias de las líneas focales al plano $z = 0$ (f_x y f_y), de la forma:

$$W(x, y) = k \left[\frac{1}{2} \left(\frac{x^2}{f_x} + \frac{y^2}{f_y} \right) + tg\alpha x + tg\beta y \right] \quad (2.9)$$

La expresión 2.9 es lo que se conoce o se denomina frente de onda esferocilíndrico inclinado, debido a la presencia de términos lineales [Guang 2008], donde α y β

indican las inclinaciones del haz en cada una de las direcciones transversales.

Ahora bien, la expresión 2.9 se puede reescribir, obviando los términos constantes en la fase, como:

$$W(x, y) = \frac{k}{2} \left[\frac{(x - x_s)^2}{f_x} + \frac{(y - y_s)^2}{f_y} \right] \quad (2.10)$$

donde x_s y y_s vienen dados por:

$$x_s = f_x \cdot \tan \alpha \quad (2.11)$$

$$y_s = f_y \cdot \tan \beta \quad (2.12)$$

demostrando, desde un punto de vista paraxial, que inclinar el frente de onda equivale sencillamente a desplazar el frente de onda paralelamente al eje del sistema óptico [Acosta *et al.* 2005, Blendowske *et al.* 2006 B, Acosta *et al.* 2007].

De la ecuación 2.10 se deduce también que las líneas focales se desplazan paralelamente en su plano las cantidades x_s e y_s respectivamente.

Esta equivalencia entre frente de onda inclinado y desplazado se ilustra en las figuras siguientes para distintos frentes de onda esferocilíndricos, donde sólo se representan las líneas equifases y la posición de las líneas focales.

1.- Onda esférica en eje ($f_x = f_y = f, x_s = y_s = 0$): Las líneas equifase en el plano $z = 0$ son circunferencias centradas en el sistema de referencia elegido. El foco está sobre el eje z .

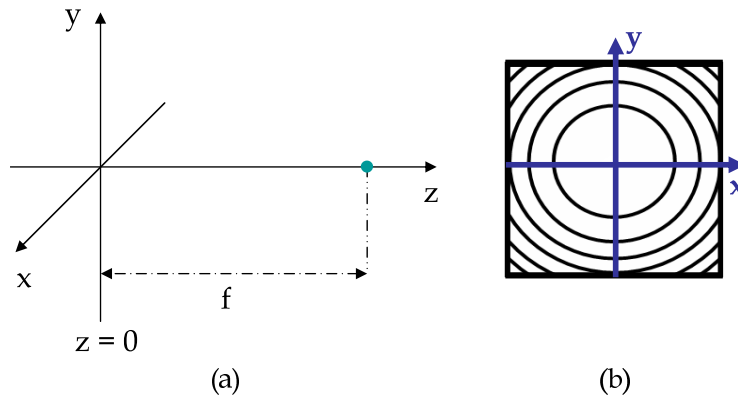


Figura 2.4: Onda esférica en eje: (a) posición del foco respecto al sistema de referencia, (b) líneas de fase constante en $z = 0$.

2.1. FRENTES DE ONDA ESFEROCILÍNDRICOS

2.- Onda esférica inclinada en dirección y ($f_x = f_y = f, x_s = 0, y_s \neq 0$): El foco puntual se desplaza en dirección y . En el plano $z = 0$ tendremos las mismas líneas de fase constante que en la figura 2.4 desplazadas y_s .

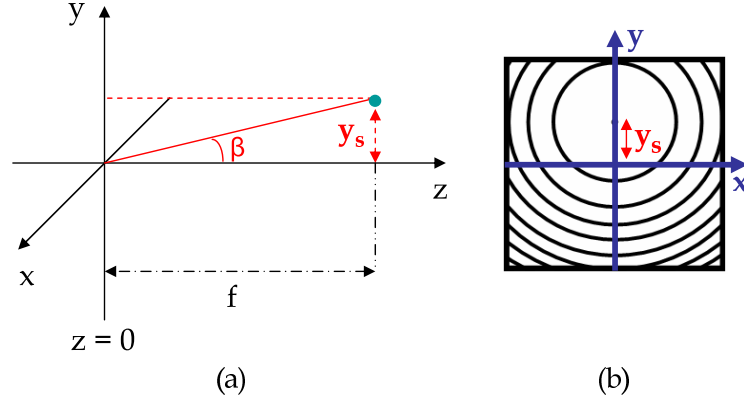


Figura 2.5: Onda esférica inclinada en dirección y : (a) posición del foco respecto al sistema de referencia, (b) líneas de fase constante en $z = 0$.

3.- Onda esférica inclinada en x, y ($f_x = f_y = f, x_s \neq 0, y_s \neq 0$): El foco puntual se desplaza en ambas direcciones. En el plano $z = 0$ tendremos las mismas líneas de fase constante que en la figura 2.4 desplazadas (x_s, y_s) .

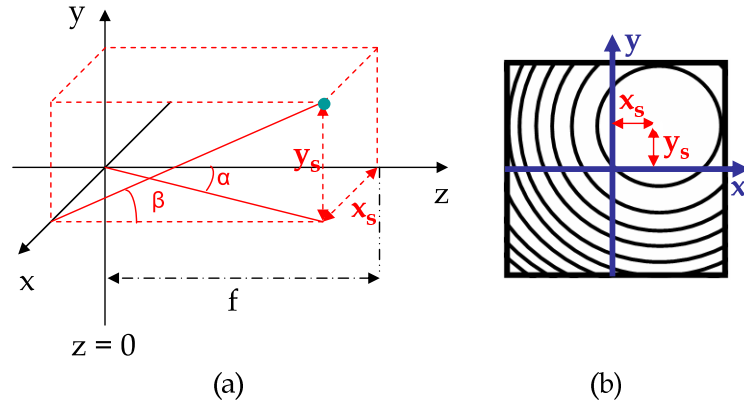


Figura 2.6: Onda esférica inclinada en x, y : (a) posición del foco respecto al sistema de referencia, (b) líneas de fase constante en $z = 0$.

4.- Onda cilíndrica en eje ($f_x = f, f_y = \infty, x_s = y_s = 0$): La línea focal es paralela al eje y cortando al eje z en $z = f$. En el plano $z = 0$ se observarán líneas de fase constante paralelas al eje y y centradas.

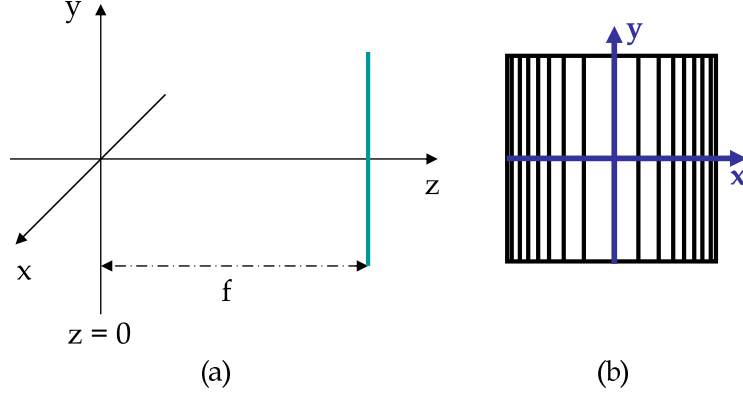


Figura 2.7: Onda cilíndrica en eje: (a) posición de la línea focal respecto al sistema de referencia, (b) líneas de fase constante en $z = 0$.

5.- Onda cilíndrica desplazada ($f_x = f, f_y = \infty, x_s \neq 0, y_s = 0$): Si desplazamos la línea focal en dirección X las líneas de fase constante en el plano $z = 0$ estarán desplazadas x_s , tal y como se muestra en la figura 2.8.

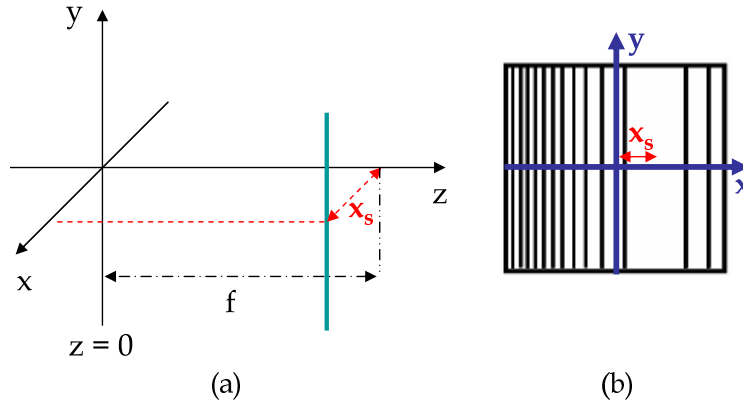


Figura 2.8: Onda cilíndrica en y desplazada en x : (a) posición de la línea focal respecto al sistema de referencia, (b) líneas de fase constante en $z = 0$.

2.1. FRENTES DE ONDA ESFEROCILÍNDRICOS

6.- Onda esferocilíndrica desplazada en x, y ($f_x > f_y > 0, x_s \neq 0, y_s \neq 0$): Se corresponde con el caso más general. Las líneas de fase constante en $z = 0$ son elipses desplazadas (x_s, y_s) respecto al centro del sistema de coordenadas elegido.

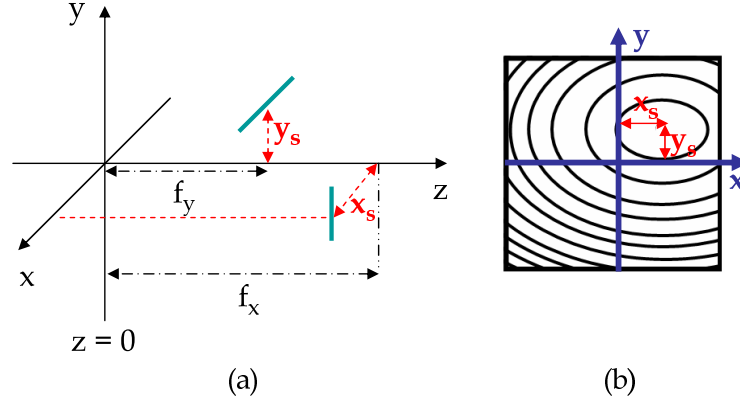


Figura 2.9: Onda esferocilíndrica desplazada en x, y : (a) posición de las líneas focales respecto al sistema de referencia, (b) líneas de fase constante en $z = 0$.

Resumen

En este capítulo hemos introducido el concepto de frente de onda esferocilíndrico y la notación que utilizaremos a lo largo de este trabajo. Además hemos descrito la forma de las líneas equifase en un plano $z = 0$ dado.

También hemos establecido la equivalencia entre lo que se denomina frente de onda inclinado con frente de onda desplazado. Inclinar el frente de onda equivale a desplazar las líneas equifase en su plano o las líneas focales. Por tanto, una vez definido el eje de propagación de un sistema óptico, si el centro de las líneas equifase no coincide con el eje del sistema diremos que el haz está inclinado, descentrado, desplazado o fuera de eje. Por último cabe resaltar que las líneas focales se desplazan, no se inclinan.

Una vez definidos los frentes de onda esferocilíndricos que se utilizan prácticamente en todo este trabajo, desarrollaremos a continuación las bases teóricas que permitirán el diseño de un IDP adaptado para la medida de todo tipo de lentes oftálmicas.

Parte II

El interferómetro de difracción por punto

CAPÍTULO 3

El interferómetro de difracción por punto

En este capítulo expondremos las bases teóricas del interferómetro de difracción por punto (IDP). En primer lugar se explicarán brevemente los principios básicos de su funcionamiento y se expondrá el desarrollo matemático que rige este dispositivo. A continuación simularemos los resultados de iluminar un IDP con los frentes de onda esferocilíndricos descritos en el capítulo 2. Por último se analizarán en detalle los parámetros principales que definen el comportamiento del IDP.

3.1. Principios del IDP

El componente principal del IDP es una lámina semitransparente (caracterizada por un coeficiente de transmisión t) con una pequeña apertura circular (de radio a) en el centro de la lámina¹, tal como se muestra en la figura 3.1. Al iluminar la lámina con un haz de luz, parte del haz será difractado por el orificio y creará una onda esférica que actuará como onda de referencia [Casas 1985] y la otra parte la atravesará sin modificarse. Por tanto, si el haz incidente es un haz de luz coherente, tras la lámina se observará el patrón de interferencia de ambos haces, que presentará un buen contraste si el haz de referencia y el que atraviesa la lámina tienen una amplitud similar.

¹A partir de ahora y a lo largo de todo el trabajo el término 'lámina' se referirá a la lámina semitransparente con el agujero central.

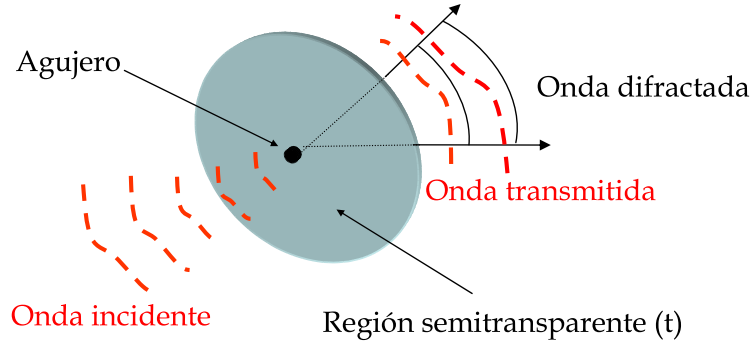


Figura 3.1: Principio del IDP.

3.2. Descripción teórica

Para analizar en detalle el funcionamiento del IDP vamos a aplicar la teoría de difracción de Fresnel en el plano de la lámina [Born & Wolf 1997]. Todas las simulaciones del funcionamiento del IDP hechas hasta ahora en la literatura [Smartt *et al.* 1974, Koliopoulos *et al.* 1978, Glückstad *et al.* 2001] utilizan dos transformadas de Fourier sucesivas para evaluar la distribución de intensidad en un plano de observación. Sin embargo, como demostraremos a continuación, en los resultados obtenidos a partir de las transformadas de Fourier se pierde parte de la información, que resultará de gran utilidad para la caracterización de los componentes oftálmicos.

La figura 3.2, conocida como conoide de Sturm [Salvadó *et al.* 1996], representa la propagación de un frente de onda esferocilíndrico que genera dos líneas focales perpendiculares entre sí. Denotaremos por (x_i, y_i) a las coordenadas que describen el plano de la lámina y por (x_0, y_0) a las que describen el plano de observación. La dirección de propagación vendrá definida por z . Supondremos que la lámina está, en principio, situada en cualquier plano, que denominaremos $z = 0$, próximo a las líneas focales y separada una distancia R del plano de observación. Las distancias desde las líneas focales al plano de la lámina vendrán representadas por ϵ_x y ϵ_y . Al tomar como origen de coordenadas el plano de la lámina, ϵ_x y ϵ_y pueden ser positivas o negativas.

Por simplicidad, y sin pérdida de generalidad, restringiremos el estudio al caso

3.2. DESCRIPCIÓN TEÓRICA

en el que el eje de propagación (z) pasa por el centro del agujero y coincide con la línea de unión del centro de las líneas equifase. También consideraremos que las líneas focales del haz incidente están alineadas con los ejes del sistema de referencia.

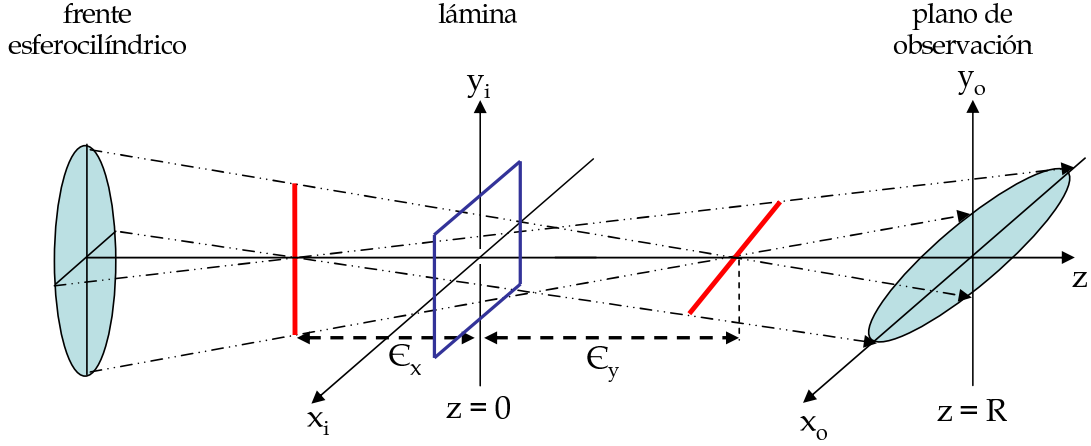


Figura 3.2: Conoide de Sturm.

Bajo estas suposiciones, la distribución de amplitud compleja de la onda esferocilíndrica en el plano de la lámina viene dada por la siguiente expresión:

$$A(x_i, y_i) \propto e^{\frac{ik}{2} \left(\frac{x_i^2}{\epsilon_x} + \frac{y_i^2}{\epsilon_y} \right)} \quad (3.1)$$

Considerando la lámina de dimensiones infinitas, la distribución de amplitud compleja en el plano de observación viene dada por [Goodman 1996]:

$$\begin{aligned} A(x_0, y_0) \propto & te^{i\phi} \int_{\mathbf{R}^2 - \Sigma} A(x_i, y_i) e^{\frac{ik}{2R} [(x_0 - x_i)^2 + (y_0 - y_i)^2]} dx_i dy_i \\ & + \int_{\Sigma} A(x_i, y_i) e^{\frac{ik}{2R} [(x_0 - x_i)^2 + (y_0 - y_i)^2]} dx_i dy_i \end{aligned} \quad (3.2)$$

donde Σ representa la superficie que define el agujero y ϕ representa el desfase que pueda introducir la lámina sobre la onda que la atraviesa respecto a la onda que genera por difracción el agujero.

La expresión 3.2 se puede reexpresar de la siguiente forma:

$$\begin{aligned}
 A(x_0, y_0) &\propto (1 - te^{i\phi}) \int_{\Sigma} e^{\frac{ik}{2} \left(\frac{x_i^2}{\epsilon_x} + \frac{y_i^2}{\epsilon_y} \right)} e^{\frac{ik}{2R} [(x_0 - x_i)^2 + (y_0 - y_i)^2]} dx_i dy_i \\
 &\quad + t e^{i\phi} \int_{\mathbf{R}^2} e^{\frac{ik}{2} \left(\frac{x_i^2}{\epsilon_x} + \frac{y_i^2}{\epsilon_y} \right)} e^{\frac{ik}{2R} [(x_0 - x_i)^2 + (y_0 - y_i)^2]} dx_i dy_i \\
 &= (1 - te^{i\phi}) I_1 + t e^{i\phi} I_2
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

Para la resolución de la primera integral, I_1 , consideraremos que las distancias de las líneas focales a la lámina, ϵ_x y ϵ_y , son mucho mayores, en valor absoluto, que el radio del orificio, por lo tanto, podremos hacer la siguiente aproximación:

$$e^{\frac{ik}{2} \left(\frac{x_i^2}{\epsilon_x} + \frac{y_i^2}{\epsilon_y} \right)} \approx 1 \tag{3.4}$$

obteniendo [Born & Wolf 1997]:

$$I_1 \propto (1 - te^{i\phi}) 2\pi a^2 Jinc \left(\frac{akr_o}{R} \right) \tag{3.5}$$

donde la función $Jinc(\frac{akr_o}{R})$ se define como:

$$Jinc \left(\frac{akr_o}{R} \right) = \frac{J_1 \left(\frac{akr_o}{R} \right)}{\left(\frac{akr_o}{R} \right)} \tag{3.6}$$

siendo J_1 la función de Bessel de primer orden [Watson 1996].

Resolviendo la segunda integral, I_2 , utilizando el método de fase estacionaria [Born & Wolf 1997], en el que sólo se tendrán en cuenta las contribuciones a la expansión asintótica de regiones en torno a puntos críticos de primera especie, se obtiene:

$$I_2 \propto 2\pi t R e^{i\phi} e^{i\sigma} \frac{e^{\frac{-ik}{2R} \left[\frac{x_0^2 \epsilon_x}{(R - \epsilon_x)} + \frac{y_0^2 \epsilon_y}{(R - \epsilon_y)} \right]}}{k \sqrt{\left| \frac{(R - \epsilon_x)(R - \epsilon_y)}{\epsilon_x \epsilon_y} \right|}} \tag{3.7}$$

donde σ se corresponde con el cambio de fase Gouy^{II} [Feng *et al.* 2001, Stoyanov *et al.* 2002] y depende de la posición de las líneas focales respecto al plano

^{II}Se define como un cambio de fase axial $\pi/2$ que una onda convergente experimenta al atravesar su foco o sus líneas focales, propagándose de $-\infty$ a $+\infty$.

3.2. DESCRIPCIÓN TEÓRICA

de la lámina, como se muestra en la expresión siguiente:

$$\sigma = \begin{cases} +\pi/2 & \text{si } \epsilon_x \cdot \epsilon_y \geq 0, \text{ siendo } \epsilon_x > 0 \text{ o } \epsilon_y > 0 \\ -\pi/2 & \text{si } \epsilon_x \cdot \epsilon_y \geq 0, \text{ siendo } \epsilon_x < 0 \text{ o } \epsilon_y < 0 \\ 0 & \text{si } \epsilon_x \cdot \epsilon_y < 0 \end{cases} \quad (3.8)$$

Finalmente la amplitud en el plano de observación vendrá dada por:

$$A(x_0, y_0) \propto (1 - te^{i\phi}) a^2 Jinc\left(\frac{akr_o}{R}\right) + tR e^{i\phi} e^{i\sigma} \frac{e^{\frac{-ik}{2R} \left(\frac{x_0^2 \epsilon_x}{(R-\epsilon_x)} + \frac{y_0^2 \epsilon_y}{(R-\epsilon_y)} \right)}}{k \sqrt{\left| \frac{(R-\epsilon_x)(R-\epsilon_y)}{\epsilon_x \epsilon_y} \right|}} \quad (3.9)$$

Observándose que la distribución de amplitud compleja depende de la distancia al plano de observación, R , del radio del agujero, a , del coeficiente de transmisión de la lámina, t , de las distancias ϵ_x y ϵ_y y de la fase ϕ , que pueda introducir la lámina.

Para un buen contraste interferencial la amplitud de los dos sumandos ha de ser parecida. Por tanto, teniendo en cuenta que a es pequeño, la transmitancia de la lámina ha de ser muy baja y así se podrá aproximar $(1 - t.e^{i\phi}) \approx 1$, con lo cual la intensidad en el plano de observación se reduce a:

$$\begin{aligned} I(x_0, y_0) = & a^4 Jinc^2\left(\frac{akr_o}{R}\right) + \left(\frac{Rt}{k \sqrt{\left| \frac{(R-\epsilon_x)(R-\epsilon_y)}{\epsilon_x \epsilon_y} \right|}} \right)^2 \\ & + 2a^2 Jinc\left(\frac{akr_o}{R}\right) \left(\frac{Rt}{k \sqrt{\left| \frac{(R-\epsilon_x)(R-\epsilon_y)}{\epsilon_x \epsilon_y} \right|}} \right) \cos\gamma \end{aligned} \quad (3.10)$$

siendo γ el factor interferencial que viene dado por:

$$\gamma = \frac{k}{2R} \left[\frac{x_0^2 \epsilon_x}{(R-\epsilon_x)} + \frac{y_0^2 \epsilon_y}{(R-\epsilon_y)} \right] - (\phi + \sigma) \quad (3.11)$$

y que puede reescribirse:

$$\gamma = \frac{k}{2} \left[\left(\frac{x_0^2 + y_0^2}{R} \right) - \left(\frac{x_0^2}{(R-\epsilon_x)} + \frac{y_0^2}{(R-\epsilon_y)} \right) \right] - (\phi + \sigma) \quad (3.12)$$

que confirma que el patrón interferencial en el plano de observación corresponde a la interferencia de una onda esférica, con foco en el orificio y el frente de onda esferocilíndrico que ilumina la lámina.

Cabe destacar la dependencia de la distribución de intensidad de la función de Bessel de primer orden [Watson 1996], J_1 , típica en fenómenos de difracción por una apertura circular, y que veremos juega un papel muy importante en la determinación del rango dinámico del interferómetro. Debemos también hacer constar que el factor de fase constante $(\phi + \sigma)$ no aparece en el desarrollo matemático de la teoría descriptiva del funcionamiento del IDP realizada a través de transformadas de Fourier sucesivas [Smartt *et al.* 1974, Koliopoulos *et al.* 1978, Glückstad *et al.* 2001] y que también veremos, desempeña un papel decisivo a la hora de identificar el carácter convergente o divergente de una lente oftálmica.

A continuación vamos a prescindir de los factores constantes de la expresión 3.11 para el análisis de la forma de los patrones interferenciales que se obtendrán en el plano de observación en función de ϵ_x y ϵ_y :

$$\gamma = \frac{k}{2R} \left[\frac{x_0^2 \epsilon_x}{(R - \epsilon_x)} + \frac{y_0^2 \epsilon_y}{(R - \epsilon_y)} \right] \quad (3.13)$$

y que representa la ecuación de una cónica. Los signos de ϵ_x y ϵ_y determinan las formas de las franjas interferenciales. Así:

Si $\epsilon_x \neq \epsilon_y$ y $\epsilon_x \cdot \epsilon_y \neq 0$ sobre la lámina incide un frente de onda esferocilíndrico. La posición relativa de las líneas focales respecto a la lámina determinará la forma de las franjas. Así si las líneas están ambas antes de la lámina o ambas después de la lámina se obtendrán franjas elípticas, como se muestra en la figura 3.3.1, y si una está antes y otra después se obtendrán franjas hiperbólicas, como se muestra en la figura 3.3.2.

Si $\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon \neq 0$ sobre la lámina incide un frente de onda esférico, por tanto, en el plano de observación las franjas de interferencia son círculos concéntricos, como se muestra en la figura 3.3.3.

Por tanto, en función del signo y valor de ϵ_x y ϵ_y obtendremos en el plano de observación distintos patrones interferenciales.

3.2. DESCRIPCIÓN TEÓRICA

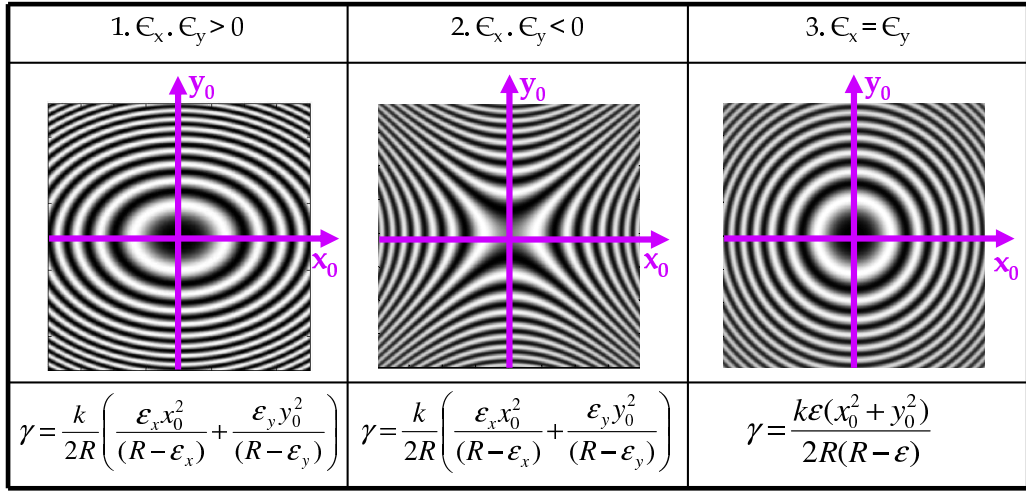


Figura 3.3: Interferogramas obtenidos en el plano de observación para distintas posiciones relativas de las líneas focales: 1) $\epsilon_x, \epsilon_y > 0$, 2) $\epsilon_x, \epsilon_y < 0$, 3) $\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon \neq 0$.

Hay dos situaciones singulares que también se pueden producir:

◁ Si una de las líneas focales coincide con el plano de la lámina, lo cual es equivalente a que una de las distancias sea igual a cero ($\epsilon_x = 0$ ó $\epsilon_y = 0$), el factor interferencial depende de una sola componente y en el plano de observación obtendremos franjas lineales (figura 3.4).

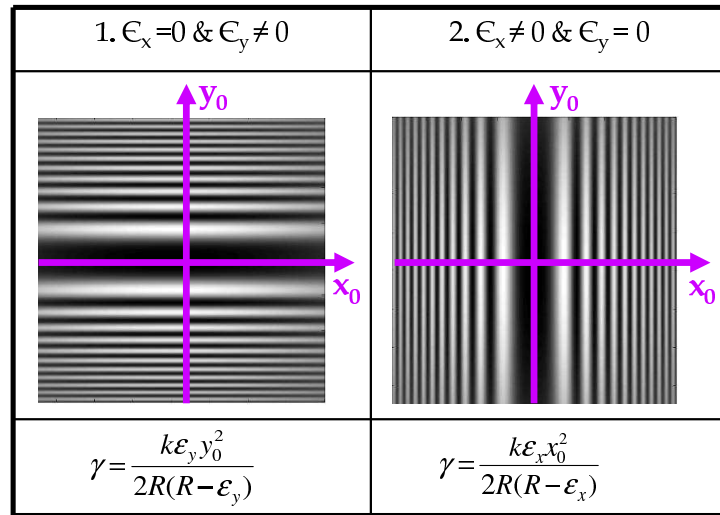


Figura 3.4: Interferogramas obtenidos en el plano de observación para distintas posiciones relativas de las líneas focales: 1) $\epsilon_x = 0$ y $\epsilon_y \neq 0$, 2) $\epsilon_x \neq 0$ y $\epsilon_y = 0$.

◁ Si iluminamos la lámina con un frente de onda cilíndrico, lo que es equivalente a que una de las líneas focales esté en infinito ($\epsilon_x = \infty$ ó $\epsilon_y = \infty$), en el plano de observación tendremos franjas elípticas, hiperbólicas o lineales (dependiendo del signo y del valor de ϵ_x y ϵ_y) tal como se desprende de las expresiones 3.15 y 3.14, ya que el factor interferencial sigue dependiendo de ambas componente:

$$\epsilon_x = \infty \Rightarrow \gamma = \frac{k}{2R} \left[y_0^2 + \frac{x_0^2 \epsilon_y}{(R - \epsilon_y)} \right] \quad (3.14)$$

$$\epsilon_y = \infty \Rightarrow \gamma = \frac{k}{2R} \left[x_0^2 + \frac{y_0^2 \epsilon_x}{(R - \epsilon_x)} \right] \quad (3.15)$$

Hasta ahora los desarrollos matemáticos presentados consideran que tanto la lámina como el frente de onda con el que la iluminamos están centrados respecto al sistema de referencia elegido. Veamos a continuación qué ocurre si alguno de ellos, o ambos, se encuentran desplazados respecto al sistema de referencia.

Desplazamientos respecto al sistema de referencia

Estos resultados se pueden generalizar al caso de que la lámina y/o el haz estén desplazados respecto al sistema de referencia elegido. La demostración matemática es equivalente y las integrales se resuelven bajo las mismas suposiciones y aproximaciones que las indicadas para el caso centrado una vez realizados los cambios de variable por traslación adecuados. La demostración es inmediata, por tanto, sólo resumiremos aquí los resultados finales.

En la figura 3.5 se muestra el caso general en el que el centro de la lámina y el eje del haz de luz incidente estén desplazados (x_p, y_p) y (x_s, y_s) respectivamente del eje de referencia.

El término interferencial viene dado por:

$$\gamma = \frac{k}{2} \left[\left(\frac{(x_0 - x_p)^2}{R} + \frac{(y_0 - y_p)^2}{R} \right) - \left(\frac{(x_0 - x_s)^2}{(R - \epsilon_x)} + \frac{(y_0 - y_s)^2}{(R - \epsilon_y)} \right) \right] \quad (3.16)$$

que representa la ecuación de una cónica trasladada.

3.2. DESCRIPCIÓN TEÓRICA

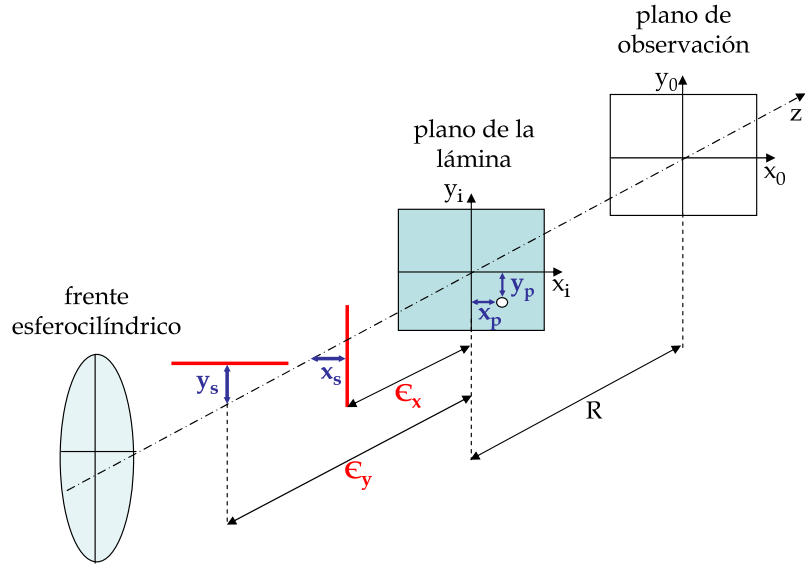


Figura 3.5: Esquema de desplazamientos del frente de onda y de la lámina.

La forma de las franjas no cambiará respecto al caso centrado para unos valores dados de ϵ_x y ϵ_y , como se muestra en la figura 3.6.

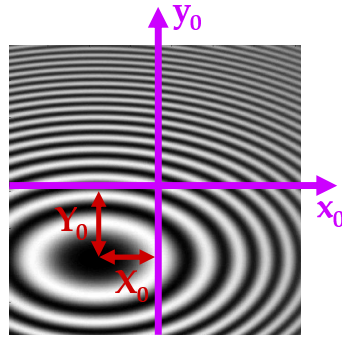


Figura 3.6: Interferograma en el plano de observación asociado a un frente de onda esferocilíndrico desplazado y con la lámina desplazada.

Sin embargo, el centro del patrón de franjas estará desplazado al punto^{III} (X_0, Y_0) :

$$X_0 = \frac{(x_s - x_p)R}{\epsilon_x} - x_p \quad Y_0 = \frac{(y_s - y_p)R}{\epsilon_y} + y_p \quad (3.17)$$

^{III}Donde (X_0, Y_0) se han calculado bajo la aproximación de que $R \gg \epsilon_y, \epsilon_x$.

i.e.,

$$\gamma = \frac{k}{2R} \left[\frac{\epsilon_x (x_0 - X_0)^2}{(R - \epsilon_x)} + \frac{\epsilon_y (y_0 - Y_0)^2}{(R - \epsilon_y)} \right] \quad (3.18)$$

Por tanto la interpretación del interferograma generado es la misma: la interferencia de un frente de onda esférico cuyo centro está situado en el orificio con el frente de onda esferocilíndrico que ilumina la lámina.

Dado el carácter separable en las coordenadas transversales del término interferencial, en la figura 3.7 representamos la proyección en cada una de las variables, lo que simplifica el análisis geométrico. Cabe destacar que prolongando la línea de unión entre la línea focal y el agujero de la lámina obtenemos el punto del plano de observación (π_{obs}) que se corresponde con el centro de las franjas.

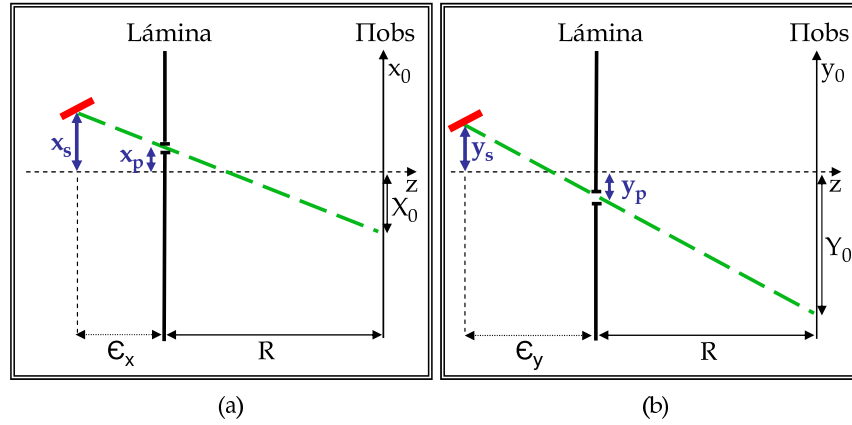


Figura 3.7: Proyecciones: (a) proyección en x , (b) proyección en y .

En suma, la combinación de desplazamientos de la lámina y del frente de onda darán lugar a patrones interferenciales, en general, desplazados; aunque es posible obtener franjas centradas con desplazamientos adecuados de la lámina y del frente de onda. En otras palabras, los desplazamientos generarán, en general, interferogramas desplazados. Sin embargo es posible que la combinación de desplazamientos produzca patrones de interferencia centrados cuando:

$$x_p = x_s \left(1 + \frac{\epsilon_x}{R} \right)^{-1} \quad y_p = y_s \left(1 - \frac{\epsilon_y}{R} \right)^{-1} \quad (3.19)$$

Por último, si la orientación de las líneas focales del haz incidente no coinciden con los ejes del sistema de referencia es inmediato deducir que el interferograma

3.2. DESCRIPCIÓN TEÓRICA

estará rotado el mismo ángulo que forman las líneas focales con los ejes del sistema de referencia. En la figura 3.8 mostramos, a modo de ejemplo, el patrón interferencial general que se puede observar para el caso de un frente de onda esferocilíndrico desplazado y girado 45° cuyas líneas focales están situadas ambas antes de la lámina.

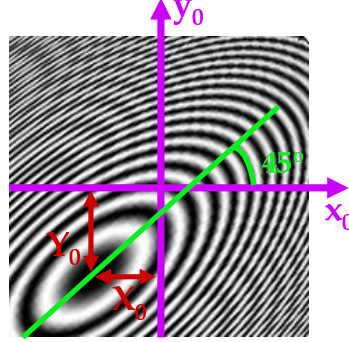


Figura 3.8: Interferograma asociado al caso $\epsilon_x \cdot \epsilon_y > 0$ desplazado y girado 45° .

Todo el desarrollo matemático expuesto en este capítulo se ha centrado en el análisis particular de frentes de onda esferocilíndricos ya que, como veremos en los capítulos que siguen, cualquier tipo de lente oftálmica va a poder ser medida con un interferómetro de difracción por punto en base al estudio de franjas interferenciales en forma de cónicas desplazadas y/o giradas respecto al sistema de referencia elegido.

En general si la lámina se ilumina con un frente de onda con aberraciones tanto de orden dos como de alto orden, el término interferencial viene dado por:

$$\alpha = \frac{k}{2} \left[\frac{(x_0 - x_s)^2}{R} + \frac{(y_0 - y_s)^2}{R} \right] - W(x_0, y_0) \quad (3.20)$$

donde (x_s, y_s) son las coordenadas de la posición del agujero, en caso de estar trasladado respecto al sistema de referencia y $W(x_0, y_0)$ representa la fase del frente de onda en el plano de observación. Dado que el objetivo principal de este trabajo es la caracterización local de lentes progresivas no expondremos en este trabajo la demostración matemática de la expresión 3.20.

El desarrollo matemático expuesto en este capítulo se basa también en que las líneas focales del haz esferocilíndrico estén en las proximidades de la lámina. Evidentemente para una lente oftálmica convergente la implementación experimental

sería inmediata aunque para lentes con potencias bajas la separación lámina-lente debería ser del orden de metros, y para lentes divergentes la medida directa con la lámina no sería posible (y el problema es extensible a la medida de fases con aberraciones nominalmente planas). Tanto para subsanar el problema de medida de lentes negativas como para diseñar un dispositivo más compacto, se hace necesario el uso de una lente convergente que forme imagen de las líneas focales (o cáusticas en caso de frentes de onda con aberraciones) en las proximidades de la lámina.

Teniendo en cuenta que las franjas en el plano de observación pueden interpretarse como la interferencia entre un frente de onda esférico con origen en el agujero y el frente de onda que la ilumina, el problema se reduce a calcular la distribución de amplitud compleja de la onda que incide sobre la lente en un plano de observación situado después del foco de la misma. Para ello, supondremos que en un plano situado a una distancia z_1 de una lente convergente de focal f , que llamaremos LF, se sitúa una lente oftálmica (o un objeto de fase en general). Situaremos el plano de observación a una distancia z_2 de la lente de tal manera que z_1 y z_2 son planos conjugados (figura 3.9).

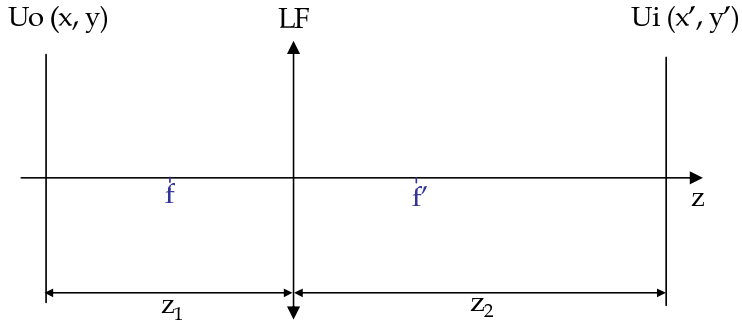


Figura 3.9: Relación entre planos de medida.

Si denominamos $Uo(x, y)$ y $Ui(x', y')$ a las distribuciones de amplitud compleja en el plano de la lente oftálmica y de observación respectivamente, entonces la relación entre ambas viene dada por [Goodman 1996]:

$$U_i(x', y') \propto U_o\left(\frac{x'}{M}, \frac{y'}{M}\right) e^{\left[\frac{ik(x'^2 + y'^2)}{2(z_2 - f)}\right]} \quad (3.21)$$

siendo M el aumento del sistema, i.e., $M = z_2/z_1$.

3.2. DESCRIPCIÓN TEÓRICA

En particular, en caso de que la lente oftálmica, que denominaremos LO, sea una lente de focal s_1 como se indica en la figura 3.10:

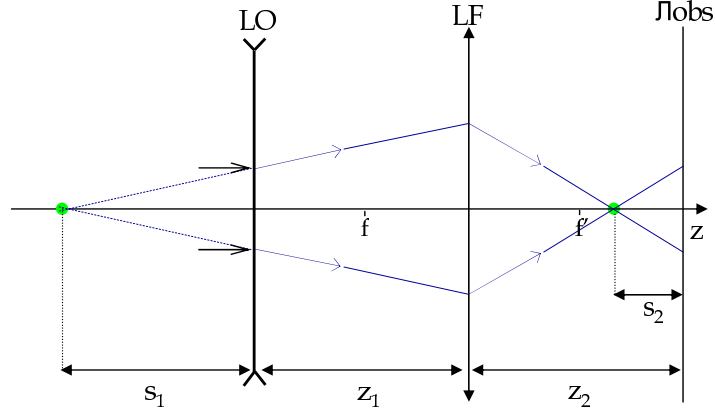


Figura 3.10: Relación entre planos de medida: lente divergente de focal s_1 .

la distribución de amplitud compleja en el plano de observación se reduce a:

$$U_i(x', y') \propto e^{\left[\frac{ik(x'^2 + y'^2)}{2(z_2 - s_2)} \right]} \quad (3.22)$$

donde el cálculo de s_1 es trivial, teniendo en cuenta relaciones puramente geométricas.

Por último, caber destacar que a lo largo del análisis realizado en esta sección hemos representado todos los interferogramas con un mínimo central ya que, hemos obviado los factores constantes de la ecuación 3.11 debido a que se pretendía dejar clara la posición, centro y orientación de las franjas, dependiendo del tipo de frente de onda que incide sobre la lámina y los desplazamientos tanto de la lámina como del haz respecto al sistema de referencia. Sin embargo, como veremos a continuación, σ y ϕ juegan un papel muy importante ya que nos permitirán discriminar el signo de ϵ_x y ϵ_y (o equivalentemente, su situación respecto a la lámina).

Como ya explicamos anteriormente, el factor de la fase constante es suma de la fase Gouy, σ , que cambia de valor en función del signo de las distancias de las líneas focales a la lámina, y la fase que pueda añadir la lámina, ϕ . Por otra parte la fase añadida por la lámina puede tomar cualquier valor entre 0 y 2π , dependiendo de cómo esté fabricada, como veremos en el capítulo 4. Por tanto, la intensidad

en el centro de los interferogramas depende del valor de la suma de $\phi + \sigma$. En el caso concreto de que pueda fabricarse una lámina con $\phi = -\pi/2$, los patrones interferenciales en el plano de observación cambian el contraste dependiendo de si las líneas focales del haz incidente convergen ambas antes o después de la lámina, pudiendo reconocer a través de los interferogramas no sólo el valor sino también el signo de ϵ_x y ϵ_y . Dado que en el dispositivo experimental que hemos implementado para medir lentes oftálmicas utilizaremos láminas que introducen un desfase de $-\pi/2$, todos los interferogramas con franjas cerradas que mostraremos en este trabajo se presentarán bien con un máximo, bien con un mínimo central.

En la figura 3.11 se muestra el efecto de la fase Gouy y una fase añadida $\phi = -\pi/2$ en caso de que las líneas focales asociadas al frente de onda esferocilíndrico con el que se ilumina la lámina estén ambas situadas antes (figura 3.11.a) o después de la lámina (figura 3.11.b).

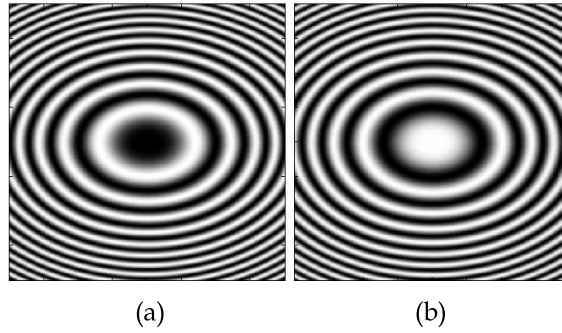


Figura 3.11: Inversión de contraste: (a) $\epsilon_x < 0$ y $\epsilon_y < 0$, (b) $\epsilon_x > 0$ y $\epsilon_y > 0$.

Por último se debe hacer hincapié en que desde el comienzo de este capítulo hemos representado todos los interferogramas con contraste unidad, es decir, suponiendo que la onda de referencia y la onda con la que se ilumina la lámina tienen la misma amplitud. Sin embargo, como se deduce de la fórmula 3.10, la onda de referencia presenta una distribución de intensidad modulada por la función Jinc que depende exclusivamente del tamaño del orificio mientras que la intensidad del haz de luz que atraviesa la lámina depende de la transmitancia de la lámina y de la posición de las líneas focales. Se debe, por tanto, analizar en detalle el cambio de contraste en las franjas de interferencia en función de estos parámetros para elegir

3.3. ESTUDIO DE LOS PATRONES INTERFERENCIALES EN FUNCIÓN DE LOS PARÁMETROS DE LA LÁMINA

aquella lámina que nos permita optimizar el rango dinámico del interferómetro con el fin de medir el espectro más amplio posible de potencias.

3.3. Estudio de los patrones interferenciales en función de los parámetros de la lámina

La capacidad de obtener interferogramas con buen contraste para posiciones de líneas focales tanto alejadas como próximas al plano de la lámina va a definir el rango dinámico del interferómetro y, por tanto, su capacidad para caracterizar lentes oftálmicas en general. Por ello es necesario un estudio de la relación 'transmitancia - diámetro del agujero - distancia de las líneas focales' para el diseño de una lámina adecuada para medir lentes progresivas, que es el objetivo principal de este trabajo. En la sección 3.2 hemos demostrado que la distribución de intensidad obtenida en el plano de observación $z = R$ viene dada por:

$$I(x_0, y_0) = a^4 Jinc^2 \left(\frac{akr_o}{R} \right) + \left(\frac{Rt}{k \sqrt{\left| \frac{(R-\epsilon_x)(R-\epsilon_y)}{\epsilon_x \epsilon_y} \right|}} \right)^2 + 2a^2 Jinc \left(\frac{akr_o}{R} \right) \left(\frac{Rt}{k \sqrt{\left| \frac{(R-\epsilon_x)(R-\epsilon_y)}{\epsilon_x \epsilon_y} \right|}} \right) \cos \gamma \quad (3.23)$$

siendo γ el término interferencial dado por la expresión 3.11.

El primer sumando de 3.23 se corresponde con la distribución de intensidad generada por el orificio, proporcional a a^4 y modulada por la función Jinc; el segundo término se corresponde con la distribución de intensidad del haz incidente atenuado por la transmitancia de la lámina, t^2 , y que también depende de las distancias de las líneas focales a la lámina ϵ_x y ϵ_y .

Para obtener patrones interferenciales con buen contraste las amplitudes de la onda transmitida y la generada por el orificio deben ser muy parecidas. En el caso del IDP, los parámetros de fabricación que controlan la relación entre amplitudes de ambas ondas son fundamentalmente el radio del orificio y la transmitancia de

la lámina. Por tanto, se desea obtener el radio del agujero y la transmitancia de la lámina cuya combinación permita obtener interferogramas con buen contraste para un rango amplio de valores de ϵ_x y ϵ_y .

Teniendo en cuenta el carácter separable en las variables x, y del término interferencial podemos reducir el estudio al de un frente de onda esférico, y posteriormente de forma inmediata a un frente de onda más general.

El haz de referencia, difractado por el agujero, está modulado en intensidad por:

$$J_{inc} \left(\frac{akr_o}{R} \right) \quad (3.24)$$

Esta función es aproximadamente constante, dentro de una amplia región de observación, cuando a es muy pequeño. A medida que aumenta el valor del radio del agujero, la función J_{inc} decae con la coordenada radial, pudiendo alcanzar varios ceros dentro de la región de observación. Así la función J_1 de Bessel presenta su primer cero cuando el argumento de la función vale 3.833 [Watson 1996] y por tanto, en zonas próximas a:

$$r_0 = \frac{3.833R}{ak} \quad (3.25)$$

la visibilidad de las franjas es prácticamente nula.

Si el radio del orificio a crece, la posición del cero se aproxima al origen de coordenadas. En la figura 3.12 se representan los interferogramas simulados y los correspondientes perfiles de intensidad para el caso en que la lámina esté iluminada por un frente de onda esférico, cuyo foco se encuentra a una distancia de $2000\mu\text{m}$ de la lámina para los siguientes radios del orificio: $1.0\mu\text{m}$, $3.5\mu\text{m}$ y $7.5\mu\text{m}$. En cada caso hemos optimizado la transmitancia de la lámina, con el fin de obtener el mejor contraste en las franjas centrales. Se observa que, a medida que aumenta el radio del orificio, aumenta la pérdida de contraste en la periferia de la región de observación. Sin embargo cabe destacar que las franjas centrales presentan un contraste razonable y aunque los máximos y mínimos no son absolutos, la posición de dichos extremos no cambia respecto a la posición de extremos dada por el término interferencial.

En práctica, para frentes de onda esferocilíndricos, no es necesario medir la posición de todas las franjas del interferograma para determinar la distancia de la línea focal al plano de la lámina ya que con el valor de los semiejes (en el caso

3.3. ESTUDIO DE LOS PATRONES INTERFERENCIALES EN FUNCIÓN DE LOS PARÁMETROS DE LA LÁMINA

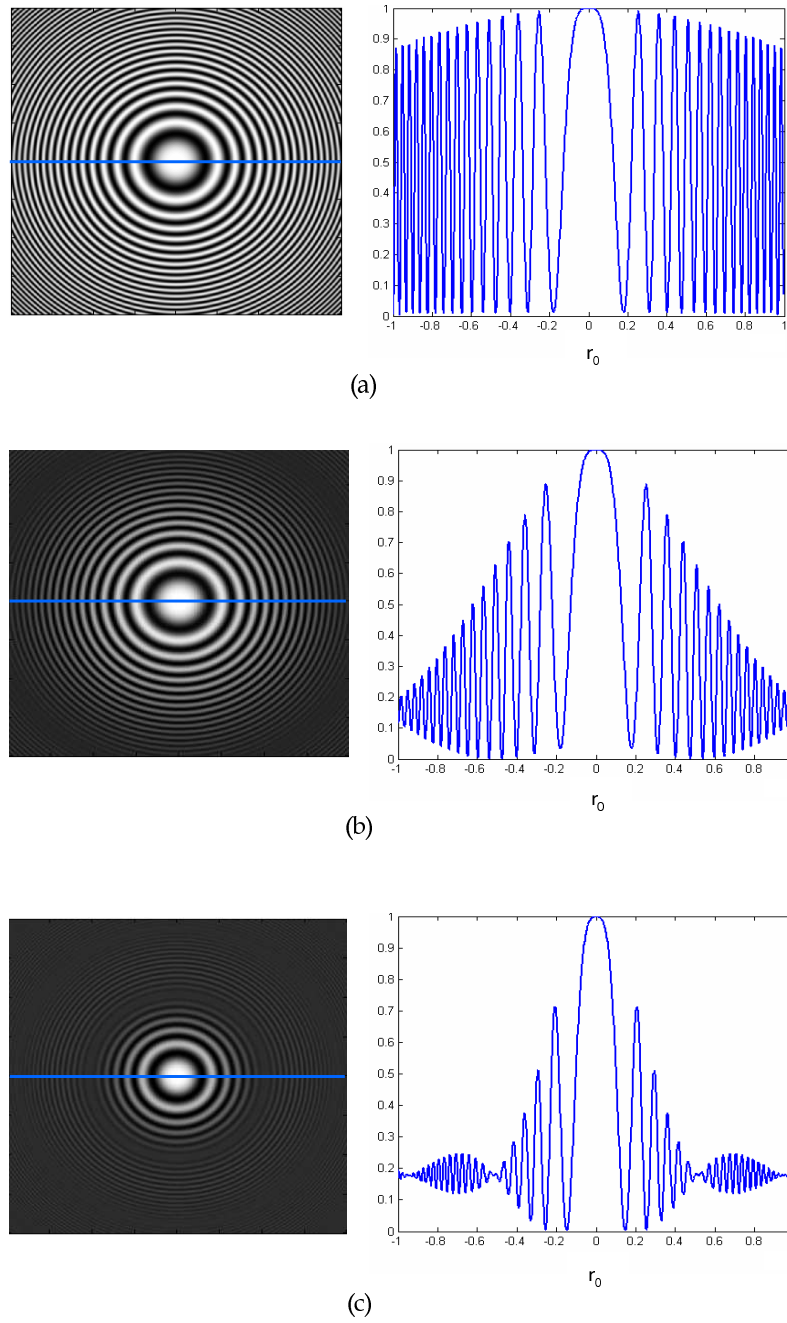


Figura 3.12: Variación de la visibilidad de las franjas con el diámetro del agujero. En la columna izquierda se muestran los interferogramas y en la derecha el perfil de intensidad en dirección radial: (a) $a = 1.0\mu\text{m}$ y $t = 0.002$, (b) $a = 3.5\mu\text{m}$ y $t = 0.002$, (c) $a = 7.5\mu\text{m}$ y $t = 0.07$.

general de franjas elípticas) de cualquier anillo interferencial se pueden calcular las distancias de las líneas focales a la lámina. Así, por ejemplo, para el primer anillo con intensidad mínima, si las líneas focales están antes de la lámina (franjas elípticas con un mínimo central) la distancia de éstas al plano de la lámina viene dada por:

$$\epsilon_x = \frac{2\lambda R^2}{(x_0^2 + 2\lambda R)} \quad \epsilon_y = \frac{2\lambda R^2}{(y_0^2 + 2\lambda R)} \quad (3.26)$$

y si las líneas focales están después de la lámina (franjas elípticas con un máximo central), la distancia de las líneas focales al plano de la lámina viene dada por:

$$\epsilon_x = \frac{\lambda R^2}{(x_0^2 + \lambda R)} \quad \epsilon_y = \frac{\lambda R^2}{(y_0^2 + \lambda R)} \quad (3.27)$$

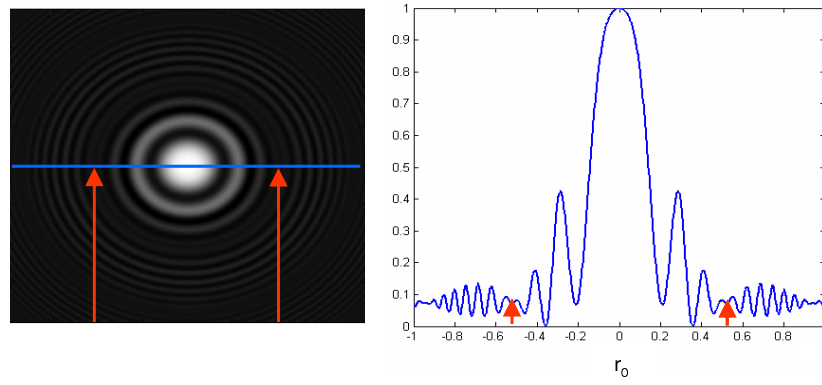
donde x_0 e y_0 representan el tamaño de los semiejes de la elipse que define la primera franja interferencial con intensidad mínima.

En resumen, para un valor de ϵ dado, a medida que a aumenta, las franjas van perdiendo contraste desde la periferia hasta el centro. Dado que para frentes de onda esferocilíndricos puros una sola franja con buen contraste es necesaria para la determinación de las distancias focales, se puede utilizar en un amplio rango de valores de a sin perder la información deseada.

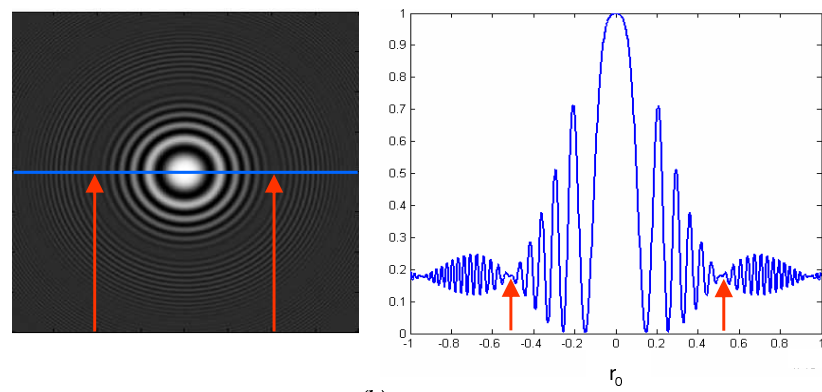
Veamos a continuación qué ocurre si variamos la posición de las líneas focales. En la figura 3.13 se muestra el efecto de modulación de franjas interferenciales para distintas posiciones del foco a la lámina. Para ello se ha fijado el coeficiente de transmisión ($t=0.07$) y el radio del agujero ($a=7.5\mu m$).

Se observa cómo las zonas de contraste cero (correspondientes a los ceros de la función de Bessel) son independientes de la distancia del foco a la lámina (las flechas indican la posición del primer cero), hecho esperado, dada la independencia de la intensidad de la onda difractada con la posición de las líneas focales. Podemos, por tanto, concluir que el rango de las distancias de las líneas focales a la lámina que nos permite medir una lámina con un orificio determinado viene limitada inferiormente por aquellas distancias que producen el primer anillo interferencial en las proximidades del primer cero de la función Jinc. A medida que ϵ_x y ϵ_y aumentan, el primer mínimo se hace más pequeño y el límite superior de distancias focales medibles lo impone el sistema de adquisición de imágenes.

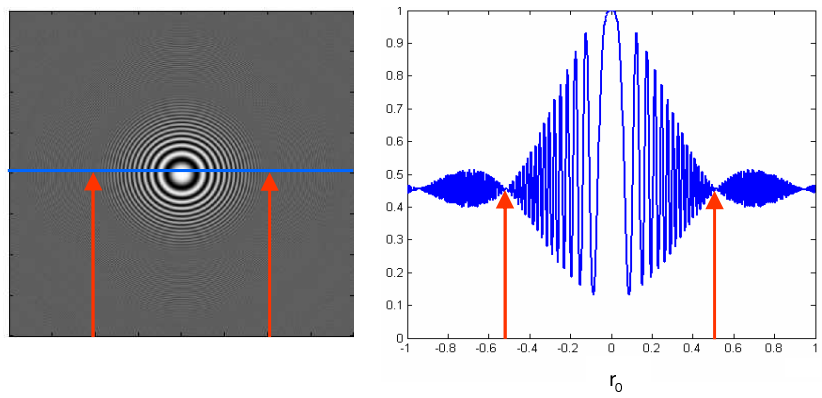
3.3. ESTUDIO DE LOS PATRONES INTERFERENCIALES EN FUNCIÓN DE LOS PARÁMETROS DE LA LÁMINA



(a)



(b)



(c)

Figura 3.13: Variación de la visibilidad de las franjas para distintas distancias del foco a la lámina: (a) $\epsilon = +1500\mu\text{m}$, (b) $\epsilon = +3000\mu\text{m}$, (c) $\epsilon = +9000\mu\text{m}$. En todos ellos $a = 7.5\mu\text{m}$ y $t = 0.07$.

En la figura 3.14 se representa un interferograma, para un frente de onda esferocilíndrico, en el que para una de las líneas focales sólo se puede detectar con precisión el primer mínimo (caso límite) y en la figura 3.15 los perfiles en las direcciones asociadas a los semiejes de las franjas elípticas.

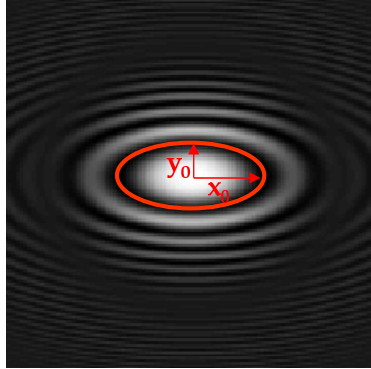


Figura 3.14: Interferograma con una sola franja detectable en dirección x .

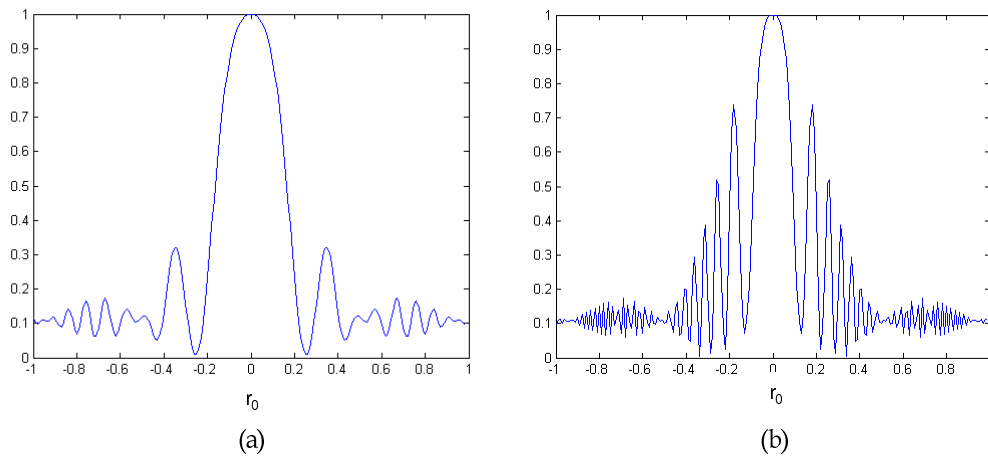


Figura 3.15: Perfiles de intensidad en $z = R$: (a) eje x , (b) eje y .

Resumen

En este capítulo se ha expuesto la teoría en la que se fundamenta el interferómetro de difracción por punto.

Se han estudiado los patrones de interferencia obtenidos al iluminar el IDP con los distintos frentes de onda esferocilíndricos descritos en el capítulo 2.

Se ha demostrado que si el frente de onda y/o la lámina con el que la iluminamos está desplazado/a respecto al sistema de referencia del dispositivo el interferograma que obtenemos en el plano de observación no cambia su forma, sólo se desplaza.

Además se ha demostrado que si la lámina introduce un desfase $\phi = -\pi/2$ en el haz no difractado, habrá inversión de contraste en los interferogramas según la posición de las líneas focales respecto a la lámina.

Se ha justificado la necesidad de añadir una lente convergente al dispositivo para trasladar las líneas focales a las proximidades de la lámina.

Y por último se ha presentado el análisis teórico de los parámetros principales que caracterizan a la lámina: transmitancia y radio del agujero. La combinación óptima de t y a , para unas distancias ϵ_x y ϵ_y fijas, determinará el rango dinámico del dispositivo, el cual se analizará en detalle en el capítulo siguiente.

CAPÍTULO 4

Elección inicial de la lámina

En este capítulo describiremos brevemente el método de fabricación de la lámina y la elección de la misma en base a dos de los parámetros básicos que la definen: el factor de fase constante y la transmitancia.

La elección del tamaño del agujero, que proporciona esencialmente el rango dinámico del dispositivo, se analizará en detalle en el siguiente capítulo.

También describiremos los dos problemas fundamentales inherentes al método de fabricación y como minimizarlos.

4.1. Fabricación de la lámina

Las láminas que hemos utilizado en la implementación del interferómetro se han fabricado depositando sobre un sustrato de vidrio una capa metálica en la cual, mediante procesos litográficos, se ha grabado una región circular transparente, como se muestra en la figura 4.1.

Los parámetros que se pueden controlar experimentalmente son: el tipo de material que se deposita sobre la lámina, su espesor y el diámetro del agujero.

En las secciones que siguen explicaremos cómo escoger, para nuestros propósitos, el material y su espesor.

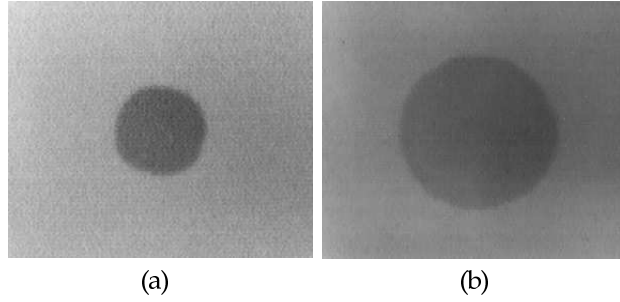


Figura 4.1: Fotografía hecha con microscopía electrónica de los orificios grabados en una capa metálica de radios: (a) $a = 3.5 \mu m$, (b) $a = 7.5 \mu m$.

4.2. Material utilizado: El factor de fase constante

Pudimos disponer en el laboratorio de tres tipos de recubrimientos metálicos para realizar este análisis: cromo, aluminio y cobre. Para analizar la dependencia de los interferogramas con los distintos materiales realizamos el siguiente experimento:

Iluminamos las distintas láminas con un frente de onda esférico y lo hicimos converger antes y después de cada una de ellas (figura 4.2.a) analizando las diferencias entre los interferogramas obtenidos.

De la figura 4.2 se desprende que con la lámina de cromo el patrón interferencial presenta un mínimo central si el haz converge antes de la lámina y un máximo central si converge después. Por tanto podemos establecer que el desfase total que introduce la lámina incluyendo la fase Gouy (expresión 3.8), es de $-\pi$ radianes y, por tanto, el desfase ϕ introducido por la lámina de cromo es de $-\pi/2$.

Por otra parte, para el recubrimiento de aluminio el patrón interferencial presenta el comportamiento opuesto: un máximo central si el haz converge antes de la lámina y un mínimo central si converge después, es decir, el desfase ϕ que introduce la lamina es de $\pi/2$.

Sin embargo la lámina de cobre no invierte el contraste al variar la convergencia del frente y, por tanto, induce un desfase de π radianes.

Por tanto, confirmamos que los recubrimientos utilizados para atenuar el haz no difractado introducen una fase constante en el término interferencial, que se suma al efecto Gouy. Dado que para nuestros propósitos nos interesa discriminar si la líneas

4.2. MATERIAL UTILIZADO: EL FACTOR DE FASE CONSTANTE

focales convergen antes o después de la lámina descartaremos las láminas realizadas en cobre.

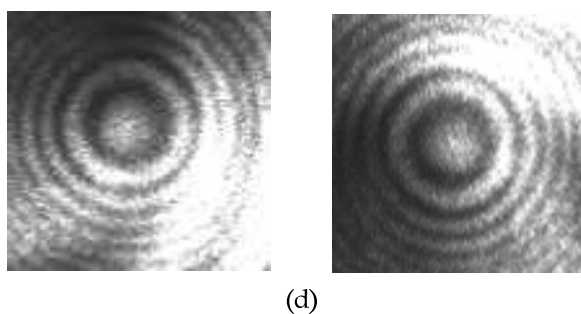
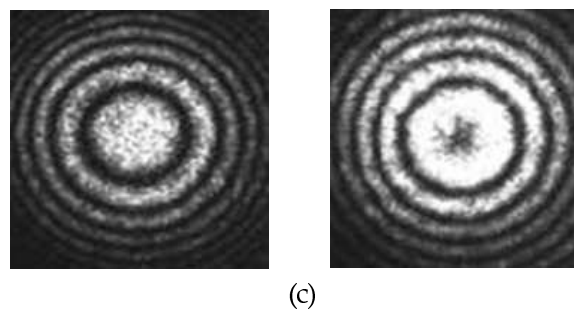
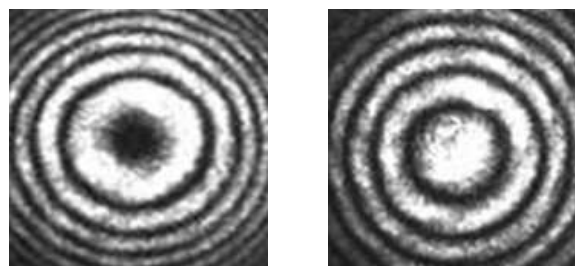
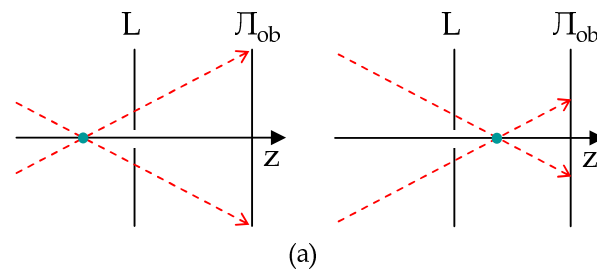


Figura 4.2: Contraste de las franjas en función de la fase que introduce la lámina: (a) posición relativa lámina-foco, (b) lámina de cromo, (c) lámina de aluminio, (d) lámina de cobre.

4.3. El espesor de la lámina: la transmitancia

Como hemos demostrado en el capítulo anterior, la relación 'transmitancia-tamaño de agujero' nos permitirá observar interferogramas con más o menos franjas interferenciales bien contrastadas. Se puede establecer que, para un tamaño de agujero determinado existe una transmitancia óptima para la cual los interferogramas presentan las primeras franjas con alto contraste, para amplios rangos de distancias de separación entre las líneas focales y el plano de la lámina.

Agujeros grandes permiten un centrado fácil del haz con el agujero, pero la onda de referencia pierde calidad y además se necesitarían espesores muy finos de las capas metálicas que generalmente presentan pequeños poros que se pueden confundir en un principio con el agujero grabado. Es fácil distinguir un poro del agujero ya que, al iluminar un poro con un frente de onda esférico el patrón interferencial se hace muy irregular a medida que el haz focaliza muy próximo al poro, como se muestra en la figura 4.3.

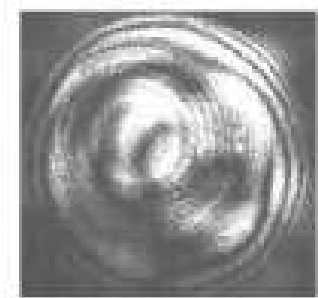


Figura 4.3: Interferograma asociado a un poro.

Por tanto, los poros aislados lejos del agujero no representan problemas, pero si están cerca del agujero alteran los patrones de interferencia deseados. Para transmitancias muy pequeñas la probabilidad de que aparezcan poros cerca del agujero grabado disminuye, pero reducimos dramáticamente la intensidad de luz transmitida, lo que implica un aumento del precio del sistema de detección y se incrementa la complejidad en el alineamiento. En un trabajo previo [Chamadoira 2005] hemos demostrado que el balance entre la facilidad de alineación y la ausencia de poros se obtiene para coeficientes de transmisión del orden de 10^{-1} ,

4.3. EL ESPESOR DE LA LÁMINA: LA TRANSMITANCIA

lo que permite obtener interferogramas con las franjas centrales bien contrastadas para un amplio rango de tamaños de agujeros (entre $3.5\mu\text{m}$ y $7.5\mu\text{m}$ de radio).

Dado que el aluminio es más proclive a la producción de poros hemos decidido usar las láminas de cromo con un coeficiente de transmisión $t=0.07$.

Otro de los problemas de fabricación está asociado a las interferencias múltiples entre las dos caras del sustrato de vidrio donde depositamos la capa metálica. Estos patrones interferenciales de fondo interfieren con los que queremos medir y falsean las medidas. Para solucionar este problema manejamos distintas opciones:

a) hacer las láminas más finas, produciendo franjas de fondo con menor frecuencia espacial, como se ve en la figura 4.4. Esta solución implica espesores demasiado finos y las láminas se vuelven demasiado frágiles.

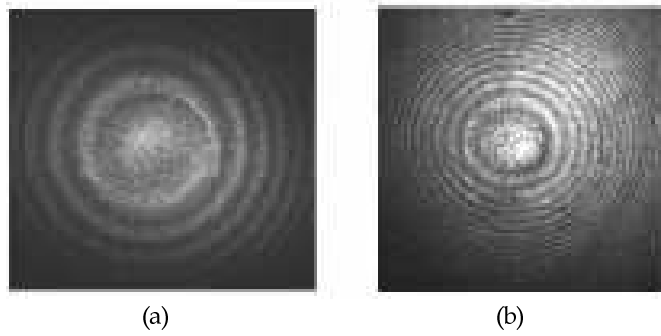


Figura 4.4: Patrones interferenciales debidos al espesor del vidrio: (a) espesor= 0.5mm, (b) espesor= 1.5mm.

b) aplicar una capa antirreflectante en la cara transparente para atenuar el patrón. Esta es la solución que hemos utilizado. El tratamiento antirreflectante elimina por completo el patrón interferencial de fondo.

Resumen

En resumen, en los capítulos que siguen utilizaremos una lámina con recubrimiento de cromo cuyo espesor es de 612\AA ($t=0.07$) que añade un desfase al haz que incide sobre ella de $\phi = -\pi/2$. Este desfase, junto con la fase Gouy nos permitirá discriminar si las líneas focales del haz incidente convergen antes o después de la lámina.

CAPÍTULO 5

Montaje y calibración del IDP

Una vez explicados los principios básicos de funcionamiento de la lámina, en este capítulo se explicará cómo se puede utilizar para medir componentes ópticos oftálmicos. Debemos tener en cuenta que el objetivo de este dispositivo es la medida de potencias locales de distintos componentes ópticos oftálmicos los cuales no tienen porque ser necesariamente lentes convergentes como se ha explicado en la sección 3.2. Diseñaremos por tanto un dispositivo que permita la medida precisa de un gran rango de potencias de distintos tipos de lentes oftálmicas.

En este capítulo explicaremos el montaje del dispositivo usado para la medida de lentes progresivas. Además se mostrarán los resultados obtenidos de la calibración, con la que se determinará no sólo la precisión sino también el rango dinámico del dispositivo.

5.1. Montaje básico: configuración absoluta

El dispositivo básico consta de un sistema de colimación que consiste en un láser de He-Ne, un objetivo de microscopio (OM) y una lente convergente (LC). El sistema de colimación genera un frente de onda plano que incidirá en la que denominaremos lente focalizadora (LF) en cuyo plano focal imagen, f' , se situará la lámina (L). El propósito de LF es formar imagen de las líneas focales de las lentes oftálmicas en el entorno de la lámina. El plano de observación (π_{ob}) está situado a una distancia R

de la lámina. Las imágenes de los patrones interferenciales se recogen en una cámara CCD. La figura 5.1 muestra un esquema del montaje básico que hemos denominado montaje en configuración absoluta.

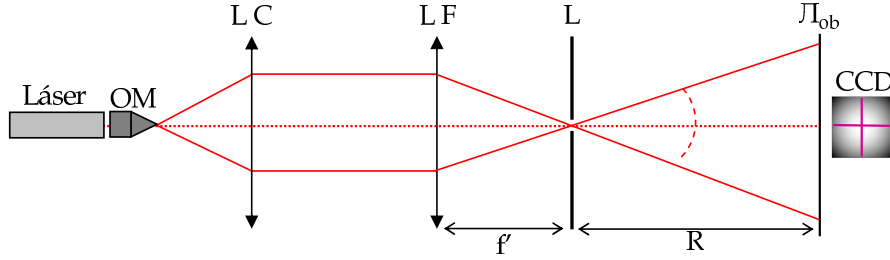


Figura 5.1: Esquema del interferómetro.

En ausencia de componentes oftálmicos, el frente de onda plano incide sobre la LF, generándose, a la salida, un frente de onda esférico. Dicho frente focaliza en el plano focal imagen de LF observándose en el plano $z = R$ una distribución de intensidad uniforme si el agujero de la lámina está exactamente en el foco imagen de LF (figura 5.2.b). Si la lámina se desplaza a lo largo del eje del sistema, en el plano de observación obtendremos un patrón de franjas circulares, con un máximo o un mínimo central, dependiendo de si el foco está antes o después de la lámina como se muestra en las figuras 5.2.a y 5.2.c.

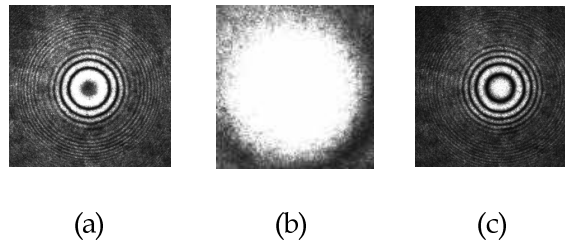


Figura 5.2: Distribución de intensidad en el plano de observación en función de la posición de la lámina: a) foco situado antes de la lámina, b) foco situado en el plano de la lámina, c) foco situado después de la lámina.

Si la lámina está situada en el foco de LF, cuando se introduce una lente oftálmica (LO), esferocilíndrica en general, en el dispositivo; las líneas focales que se generan en el espacio imagen de la LF estarán en las proximidades de la lámina, a unas

5.2. MONTAJE EXPERIMENTAL

distancias ϵ_x y ϵ_y respectivamente (figura 5.3). Por tanto, en el plano de observación se obtendrá la interferencia entre un frente de onda esférico, generado por el orificio de la lámina, y el frente de onda esferocilíndrico que atraviesa la lámina.

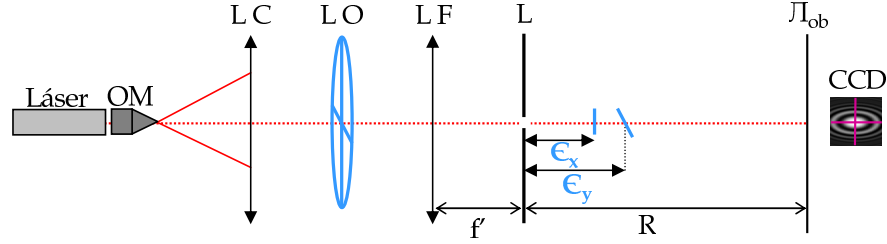


Figura 5.3: Esquema del dispositivo al iluminar una lente esferocilíndrica (LO).

En el apartado 5.3 demostraremos cómo calcular ϵ_x y ϵ_y a partir del análisis de las franjas detectadas por la CCD y cómo determinar la prescripción de la potencia de la lente oftálmica.

5.2. Montaje experimental

Para facilitar la colocación de las lentes oftálmicas el dispositivo se alinea verticalmente tal y como se muestra en las figuras 5.4.a y 5.4.b.

El haz colimado se ha generado usando un láser de He-Ne (633nm), un objetivo de microscopio de 40 aumentos y una lente convergente de 7 cm de focal y 2.5 cm de radio. Se redigire el haz en la dirección vertical a la mesa de trabajo mediante un espejo a 45° para mayor comodidad en el posicionado de las lentes. Se ha escogido una lente focalizadora de 5 cm de focal y 2.5 cm de diámetro [Chamadoira 2005]. La lámina elegida que se sitúa en el foco de la LF, como ya hemos indicado anteriormente, produce un desfase $\phi = -\pi/2$ y tiene un coeficiente de transmisión $t=0.07$.

El sistema de adquisición de imágenes se compone de una cámara CCD y un sistema de lentes que forma la imagen en el área sensible de la cámara CCD del plano de observación que, como ya hemos indicado en el capítulo anterior, es un plano conjugado con el plano de la lente oftálmica que vamos a analizar.

Elegiremos, por simplicidad de cálculo y sin pérdida de generalidad, una relación

entre el plano de la lente y el plano de observación de $2f - 2f$ teniendo por tanto aumento -1.

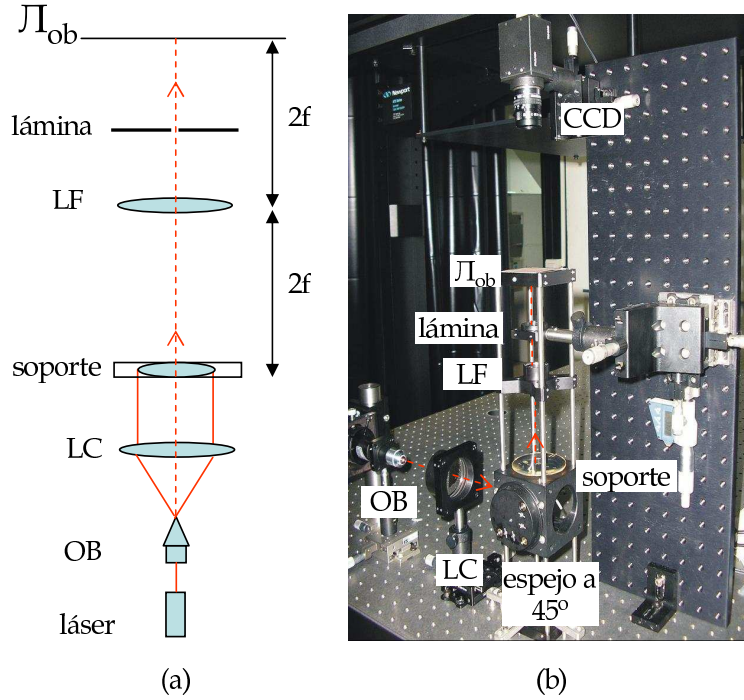


Figura 5.4: Montaje experimental: a) esquema del montaje en vertical, b) montaje experimental usado para la medida de las lentes progresivas.

5.3. Calibración y rango dinámico: lámina final.

En el capítulo 3 demostramos que para un frente de onda esferocilíndrico las franjas interferenciales que se producen en el plano de observación tienen forma, en general, elíptica si la lámina está situada o bien antes o bien después de ambas líneas focales, lo que también determina si el conjunto de franjas presenta un máximo o un mínimo central. En cualquiera de los casos existe una relación clara entre el tamaño de los semiejes de las elipses y la distancia de las líneas focales al plano de la lámina. Dado el carácter separable del problema en el sistema XY de referencia (en caso de que el sistema de referencia esté alineado con los ejes de la elipse) podemos reducir el estudio y el análisis para el caso sencillo de iluminación de la lámina con un frente de onda esférico. Así, dado que el factor interferencial viene dado por:

$$\gamma = \frac{k\epsilon r^2}{2R(R - \epsilon)} - (\phi + \sigma) \quad (5.1)$$

donde $\phi = -\pi/2$, para la lámina elegida, y σ proporcionan la inversión de contraste para posiciones de las líneas focales antes o después de la lámina. El radio r_m de la primera franja mínima¹ será:

$$r_m = \sqrt{\frac{m\lambda R(R - \epsilon)}{\epsilon}} \quad m = 1, 2, 3... \quad (5.2)$$

donde $m = 1$ si tenemos un máximo central y $m = 2$ si tenemos un mínimo central.

De la ecuación anterior se deduce que si en general el frente de onda es un frente esferocilíndrico sin aberraciones, con sólo el valor de los semiejes de la primera elipse con intensidad mínima podremos determinar fácilmente el valor de ϵ_x y ϵ_y (expresiones 3.26-3.27).

La determinación de los semiejes de la primera franja interferencial de intensidad mínima se realiza mediante el procesamiento de las imágenes tomadas por la CCD. Los detalles del procesamiento de imágenes se muestran en el apéndice A.

La calibración consiste en iluminar con un frente de onda plano la lente focalizadora y desplazar la lámina respecto al foco (figura 5.5), analizando la relación entre el valor obtenido a partir de los interferogramas, ϵ , y el desplazamiento de la lámina, δ .

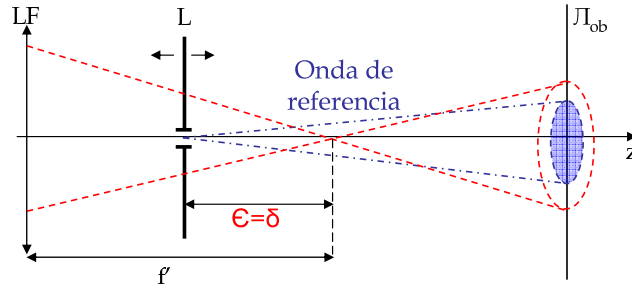


Figura 5.5: Esquema de medida de la calibración.

El experimento es equivalente a fijar la lámina en el plano focal e iluminarla con distintas vergencias, pero es más sencillo y dado que desplazaremos la

¹Teniendo en cuenta que los interferogramas pueden presentar saturación de la intensidad en las regiones próximas a los máximos de intensidad, para este trabajo procesaremos únicamente las franjas con intensidad mínima.

lámina axialmente con una plataforma de precisión $10\mu\text{m}$, este simple experimento permitirá caracterizar la precisión del dispositivo.

Para la calibración hemos utilizado láminas con agujeros de distintos tamaños, ya que como se demostró en el capítulo 3, el número de franjas y el contraste dependen del tamaño del agujero. Los radios utilizados son: $3.5\mu\text{m}$, $5.0\mu\text{m}$ y $7.5\mu\text{m}$. El plano de observación se sitúa a $2f$ de LF. A partir de dicho experimento se podrá determinar la precisión y el rango dinámico del interferómetro, en base a lo que se seleccionará el tamaño óptimo del agujero para la medida de las lentes progresivas. En la figura 5.6 se muestran algunos de los interferogramas obtenidos para la calibración.

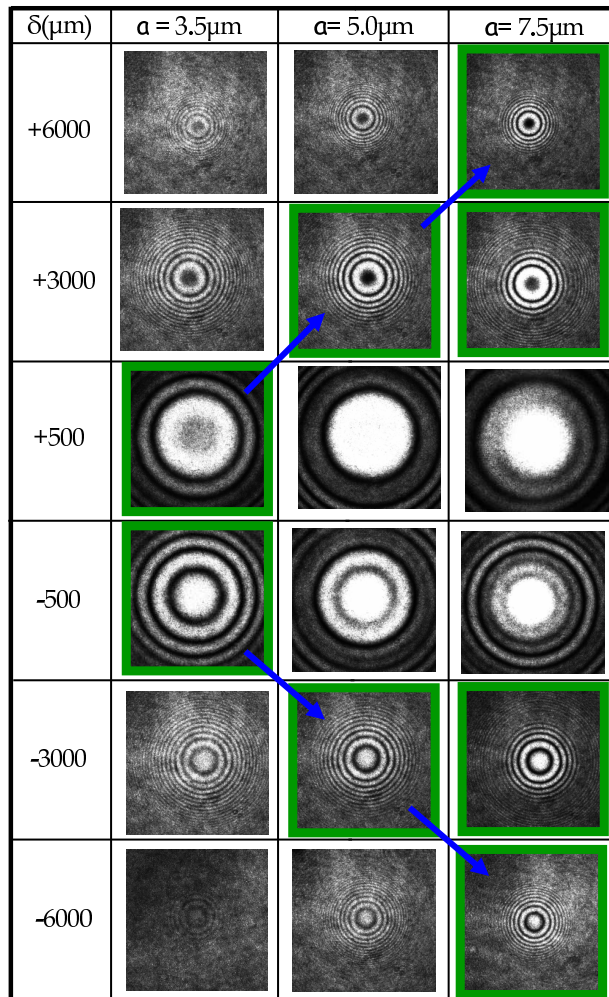


Figura 5.6: Interferogramas de calibración para distintos tamaños del agujero y distintos desplazamientos de la lámina.

5.3. CALIBRACIÓN Y RANGO DINÁMICO: LÁMINA FINAL.

Los recuadros verdes señalan las imágenes que tienen la primera franja de intensidad mínima con mejor contraste, las cuales se corresponden con el agujero de $7.5\mu\text{m}$ para desplazamientos mayores de $500\mu\text{m}$ y con el agujero de $5.0\mu\text{m}$ para desplazamientos mayores de $500\mu\text{m}$ y menores de $6000\mu\text{m}$ mientras que, para desplazamientos menores o iguales a $500\mu\text{m}$ se corresponde con el agujero de $3.5\mu\text{m}$.

Las flechas azules señalan las imágenes con el mayor número de franjas mejor contrastadas, para cada agujero.

Un análisis cualitativo de los interferogramas de la figura 5.6 nos permite establecer los siguientes hechos:

◁ La inversión de contraste predicha en el capítulo 3 para la lámina utilizada es perfecta para los tres orificios a partir de ciertos valores del desplazamiento. En la figura 5.7 se muestra cómo los primeros mínimos de la imagen 5.7.a (marcados con círculos rojos) coinciden con los primeros máximos de la imagen 5.7.b (marcados con círculos marrones).

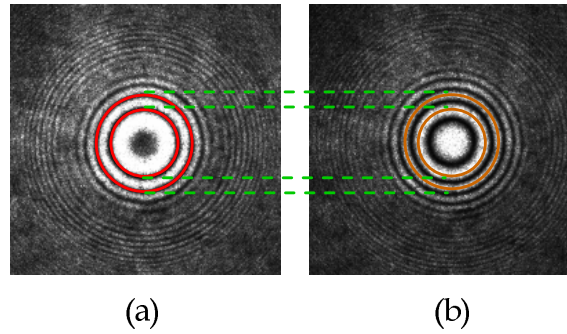


Figura 5.7: Equivalencia entre desplazamientos opuestos de la lámina: (a) $\delta=+3000\mu\text{m}$, (b) $\delta=-3000\mu\text{m}$.

◁ El cambio de contraste se puede observar en casi todas las figuras, excepto en las asociadas a los desplazamiento de $\pm 500\mu\text{m}$ para los radios $5.0\mu\text{m}$ y $7.5\mu\text{m}$. En ambos casos la detección del primer mínimo de intensidad puede ser errónea.

◁ El radio de las franjas disminuye a medida que aumenta el desplazamiento, es decir, a medida que la distancia entre la fuente puntual y la lámina aumenta. Los radios de las franjas no dependen del tamaño del agujero.

◁ En cuanto al número de franjas observadas y el contraste asociado a ellas se observa cómo éste varía en función del tamaño del orificio tal como se demostró teóricamente en el capítulo 3 debido a la presencia de la función Jinc en la distribución de intensidad:

- Para los desplazamientos más pequeños ($+500\mu\text{m}$, $-500\mu\text{m}$) se produce una pérdida de contraste dramática a medida que aumenta el tamaño del agujero. Así, con el agujero de $3.5\mu\text{m}$ se observan franjas con un contraste razonable pero con el de $7.5\mu\text{m}$ el contraste se ha perdido totalmente.

- En los desplazamientos intermedios ($+3000\mu\text{m}$, $-3000\mu\text{m}$) se observa que el número de franjas periféricas visibles disminuye al aumentar el radio del orificio. Veremos en el capítulo siguiente que este hecho beneficiará la medida de las lentes progresivas.

- En los desplazamientos más largos ($+6000\mu\text{m}$, $-6000\mu\text{m}$) el contraste se pierde en prácticamente todas las franjas a medida que disminuye el tamaño del agujero. Hay que tener en cuenta también que la sensibilidad y el número de píxeles de la cámara CCD limitará la detección de franjas pequeñas aunque tengan buen contraste.

5.3.1. Calibración en configuración absoluta

Para cada desplazamiento de la lámina se graba un interferograma y se procesa la imagen para obtener el radio del primer anillo con intensidad mínima. A partir de éste se calcula el desplazamiento de la lámina, ϵ , despejándolo de la expresión 5.2. Se representan lo que denominamos 'desplazamientos medidos' con la plataforma de precisión, δ , frente a las 'desplazamientos calculados' a partir de los interferogramas, ϵ . A continuación se ajustan los datos a la recta de ecuación $y = bx$ de cuyo análisis estadístico obtendremos la precisión de las medidas interferométricas.

En las figuras 5.8, 5.9 y 5.10 se representan los 'desplazamientos medidos' frente a los 'desplazamientos calculados' para los tres radios del agujero: $3.5\mu\text{m}$, $5.0\mu\text{m}$ y $7.5\mu\text{m}$.

5.3. CALIBRACIÓN Y RANGO DINÁMICO: LÁMINA FINAL.

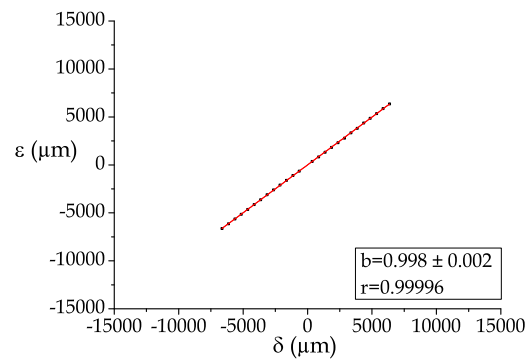


Figura 5.8: Desplazamientos medidos frente a desplazamientos calculados: $a = 3.5\mu\text{m}$.

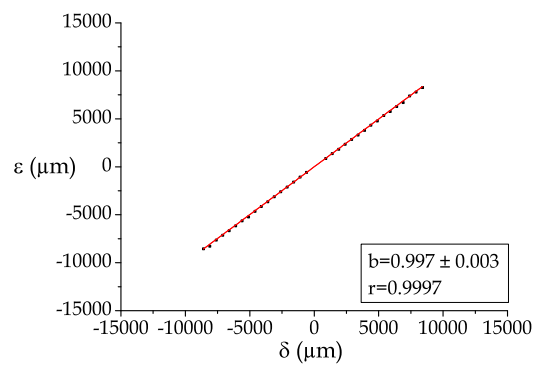


Figura 5.9: Desplazamientos medidos frente a desplazamientos calculados: $a = 5.0\mu\text{m}$.

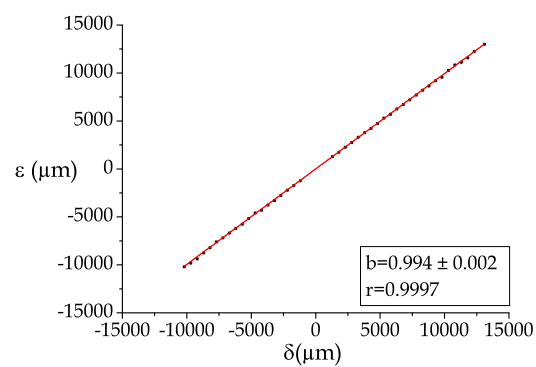


Figura 5.10: Desplazamientos medidos frente a desplazamientos calculados: $a = 7.5\mu\text{m}$.

De las figuras 5.8, 5.9 y 5.10 se desprende lo siguiente:

- Con el radio de $3.5\mu m$ el contraste se pierde rápidamente al aumentar el desplazamiento y la cámara CCD no detecta las franjas. Sin embargo es posible medir desplazamientos menores que $500\mu m$.
- Con el radio de $7.5\mu m$ la detección de pequeños desplazamientos no es posible, sin embargo el rango de desplazamientos permitido es mayor estando limitado por la precisión (número de píxeles) de la cámara CCD.
- Al igual que en el caso anterior, el radio de $5.0\mu m$ presenta un comportamiento intermedio entre los dos anteriores.

Por su papel crucial en el mapeado de lentes progresivas, en lo que sigue mostraremos también la variación del radio del primer mínimo interferencial con la posición de la lámina.

De la figura 5.11 se desprende que el rango de los radios medidos varía en función del tamaño del agujero ya que está asociado con la relación 'desplazamiento-tamaño del agujero-contraste', i.e., cuanto mayor es el tamaño del orificio podremos medir franjas más pequeñas, por tanto, mayores desplazamientos, pues tenemos mejor contraste; mientras que con agujeros más pequeño podremos medir franjas más grandes, es decir, desplazamientos más pequeños. Cabe destacar de nuevo que la relación desplazamiento-radio del anillo es independiente del tamaño del agujero.

Por tanto, cuanto mayor es el tamaño del agujero, mayores son las distancias que podemos medir, perdiendo sensibilidad para desplazamientos pequeños. Mientras que con agujeros más pequeños el rango de medida se reduce debido a la pérdida de contraste, pero permite medir, con precisión, desplazamientos pequeños.

Se puede observar también que la gráfica no es simétrica debido a que la parte positiva se corresponde con franjas que presentan máximos centrales y la parte negativa se corresponde con franjas con mínimos centrales, por tanto, debido a la inversión de contraste que afecta al orden de la primera franja, la curva para desplazamientos positivos sigue una tendencia de $\sqrt{2}/r$ mientras que la curva para desplazamientos negativos sigue una tendencia de $1/r$.

La figura 5.11 proporciona la idea de la pequeña porción del haz que contribuye a la formación del primer anillo. Dado que el plano de observación está a $2f$ de la LF el radio del primer anillo proporciona el tamaño de la región del haz que contribuye

5.3. CALIBRACIÓN Y RANGO DINÁMICO: LÁMINA FINAL.

a la formación de interferencias con buen contraste. En caso de que hubiese una lente oftálmica a $2f$ de LF en el plano objeto, el radio del primer anillo proporciona el tamaño de la zona de la lente que contribuye a la formación de interferencias con buen contraste.

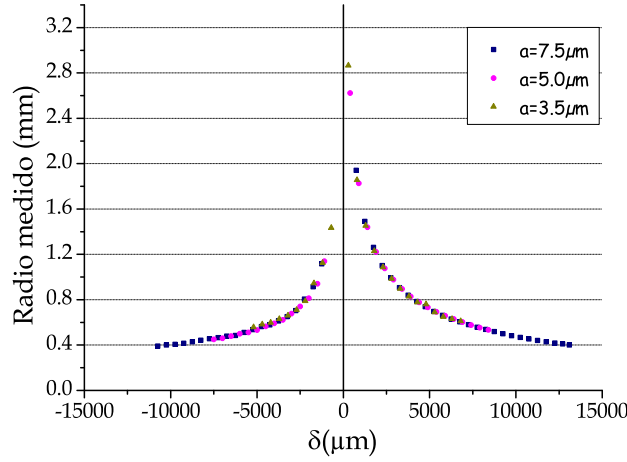


Figura 5.11: Radios de la primera franja medida frente a los desplazamientos.

Veamos a continuación cómo se relacionan las medidas de los desplazamientos con las potencias de las lentes oftálmicas.

5.3.2. Rango dinámico en configuración absoluta

Para determinar el rango de potencias al que equivalen los desplazamientos medidos vamos a suponer que desplazar la lámina es equivalente a modificar la vergencia del haz de entrada. Por tanto, para calcular la potencia a la que equivale el desplazamiento utilizamos la fórmula de Newton [Hetch *et al.* 1998]:

$$x.x' = -f'^2 \quad (5.3)$$

donde:

- x es la distancia del foco objeto de la LF al plano objeto que, en nuestro caso, se correspondería con el punto del espacio objeto donde converge (o de donde diverge) el haz de luz que ilumina la lente oftálmica.

- x' es la distancia del foco imagen de la LF al plano imagen, entendiendo en nuestro caso por imagen al lugar del espacio imagen donde converge el haz una vez atraviesa LF. La distancia x' se corresponde en este experimento con ϵ . Dada la configuración $(2f - 2f)$ que vamos a utilizar en el interferómetro, la expresión 5.3 se transforma en:

$$(x - f').\epsilon = -f'^2 \quad (5.4)$$

de donde se puede deducir directamente la potencia de la lente oftálmica ya que $P = -\frac{1}{x}$.

Como se desprende de la expresión 5.4 la relación P/ϵ depende directamente del valor de la focal de LF que determina, por tanto, el rango de potencias medidas. Cuanto más pequeña es la focal, el rango de potencias medibles se desplaza a valores más altos de potencia. Conviene, por tanto, escoger LF con focales cortas [Chamadoira 2005]. Para este trabajo hemos escogido un doblete acromático de 5 cm de longitud focal y 2.5 cm de diámetro.

Las tablas 5.1 y 5.2 muestran el rango y la precisión de potencias que se pueden medir con el interferómetro en la configuración absoluta (figura 5.5):

radio del orificio(μm)	mínima dioptría medible	máxima dioptría medible
3.5	0.115 ± 0.004	2.372 ± 0.003
5.0	0.24 ± 0.01	2.98 ± 0.01
7.5	0.35 ± 0.01	3.75 ± 0.06

Tabla 5.1: Dioptrías positivas medibles.

radio del orificio (μm)	mínima dioptría medible	máxima dioptría medible
3.5	-0.145 ± 0.003	-2.873 ± 0.003
5.0	-0.30 ± 0.02	-3.96 ± 0.08
7.5	-0.37 ± 0.01	-7.00 ± 0.07

Tabla 5.2: Dioptrías negativas medibles.

Como se observa en las tablas 5.1 y 5.2 los rangos no son simétricos debido a que hemos supuesto que la lente oftálmica está situada a $2f$ de la LF y a restricciones en el espacio imagen.

5.3. CALIBRACIÓN Y RANGO DINÁMICO: LÁMINA FINAL.

En vista de los valores de potencias medibles proporcionados en las tablas 5.1 y 5.2 hemos escogido el radio de $7.5\mu m$ ya que proporciona el mayor rango de potencia medibles. También debemos hacer constar que las potencias menores que $\pm 0.35D$ no pueden ser medidas con este agujero.

5.3.3. IDO versus IDP

Estamos en disposición de justificar la definición que hemos utilizado para este instrumento: interferómetro de difracción por orificio (IDO).

El interferómetro de difracción por orificio es un interferómetro basado en los principios del interferómetro de difracción por punto (IDP) de Smartt [Smartt *et al.* 1972], pero la diferencia entre un IDP y un IDO radica básicamente en el tamaño del agujero. El IDP supone un agujero de diámetro mucho más pequeño que la longitud de onda [Smartt *et al.* 1974]:

$$2a < 1.22\lambda/(2AN) \quad (5.5)$$

donde AN es la apertura numérica del haz que incide sobre la lámina. Es decir, se impone que el diámetro del agujero sea menor que el radio del disco de Airy con el fin de generar una fuente puntual. Además esta condición implica que las franjas interferenciales observadas con un IDP tendrán todas el mismo contraste dentro de una región amplia en el plano de observación.

Estas condiciones son necesarias para los objetivos iniciales del IDP, la caracterización de la óptica de telescopios astronómicos [Smartt *et al.* 1974], y en algunas aplicaciones actuales de la interferometría en UV [Naulleau *et al.* 2000], donde el radio de la lámina es de unos pocos nanómetros, ya que se requieren precisiones del orden de $\lambda/500$.

En cambio el IDO no cumple la relación 5.5. Es decir, el diámetro del orificio es mucho mayor que el radio del disco de Airy, con lo cual, la onda de referencia sería 'no tan perfecta', lo que implica una pérdida de visibilidad en las franjas periféricas y pérdida de sensibilidad, pero que se traduce en un gran rango dinámico.

El tamaño del orificio utilizado conlleva transmitancias más altas que las del IDP, lo que facilita enormemente la alineación del dispositivo y la detección de las franjas en el plano de observación.

5.4. Verificación del rango dinámico en configuración absoluta

En la sección 5.3.2 hemos establecido el rango dinámico del IDO entre $-7.00D$ a $+3.75D$ para una LF de $5cm$ de longitud focal y una lámina cuyo coeficiente de transmisión es 0.07 que contiene un orificio de $7.5\mu m$ de radio. Los límites del rango dinámico se han establecido variando la posición de la lámina respecto al foco de LF y suponiendo que, en práctica, la precisión del aparato es la misma que si se mantiene la lámina en el plano focal de LF y se varía la posición donde converge el haz al introducir una lente oftálmica antes de LF. Para confirmar o delimitar este rango experimentalmente hemos medido un conjunto de lentes de prueba esféricas¹¹ [web4] en un rango de $-10.00D$ a $+10.00D$ cada $0.25D$, situándolas a $2f$ de la LF y dejando la lámina fija en el plano focal imagen de la lente focalizadora, como se muestra en la figura 5.12. Debemos hacer hincapié en que esta configuración, en la que la lámina se sitúa en el plano focal de LF, se denomina configuración absoluta.

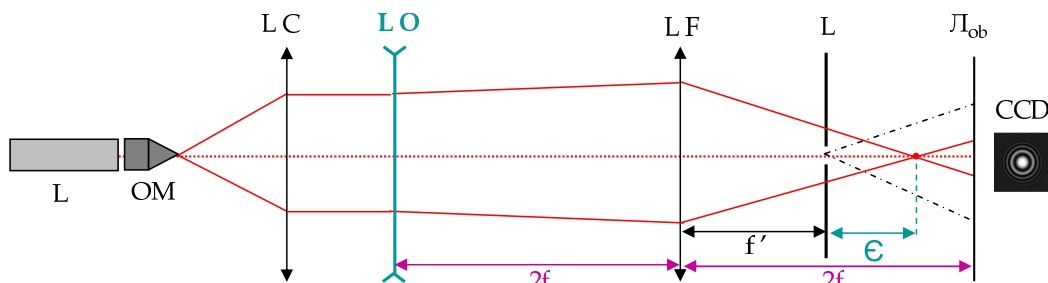


Figura 5.12: Configuración absoluta.

En la gráfica 5.13.a se muestran las potencias nominales de las lentes de prueba frente a las potencias obtenidas a partir de las medidas extraídas de los interferogramas en el rango medible. El contraste de las franjas permite medir las lentes de prueba en el intervalo de potencias entre $-3.00D$ y $+5.75D$. En este intervalo las medidas se ajustan a una recta. En la gráfica 5.13.b se muestran también los

¹¹Las cuales han sido medidas con un frontofocómetro de tolerancia $0.12D$ para confirmar la calidad de las mismas.

5.5. INCREMENTO DEL RANGO DINÁMICO: CONFIGURACIÓN DIFERENCIAL

radios de las franjas asociados al rango de potencias medibles (-3.00D, +5.75D), el cual varía entre 0.4mm y 2.0mm aproximadamente.

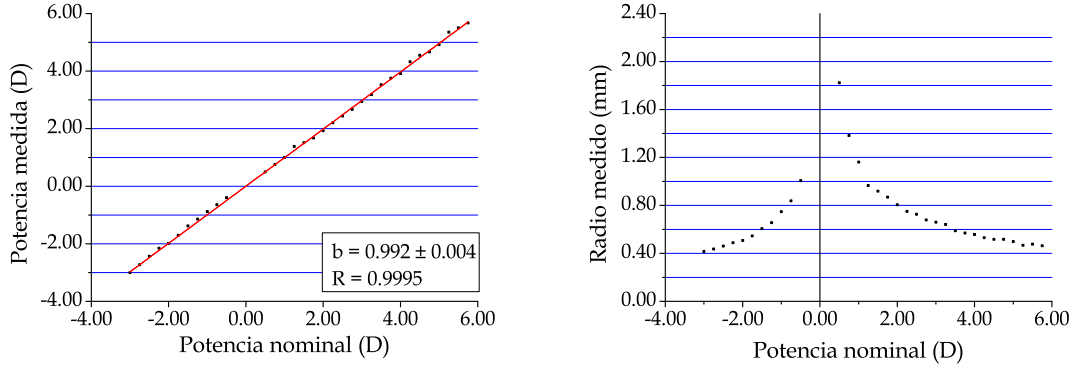


Figura 5.13: Medida de lentes de prueba: a) potencia nominal frente a potencia medida, b) potencia nominal frente a radio medido.

El rango de potencias reales medibles es diferente al obtenido en la calibración mediante desplazamientos de la lámina (tablas 5.1 y 5.2). Esto es debido a la inversión de contraste respecto al experimento de calibración y al cambio de apertura numérica del haz que incide sobre la lámina [Koliopoulos *et al.* 1978]. Al igual que en el experimento anterior, no es posible medir potencias bajas (entre -0.37D y +0.35D), dado el tamaño del orificio. En suma, el rango de medida obtenido en configuración absoluta no es suficiente para la medida de lentes oftálmicas en general. Veamos pues cómo podemos aumentar este rango de medida, tanto hacia valores superiores al rango (-3.00D, +5.75D) así como medir potencias comprendidas entre -0.37D y +0.35D.

5.5. Incremento del rango dinámico: configuración diferencial

En la sección 5.4 hemos demostrado que a medida que aumentamos la potencia de los componentes, ϵ aumenta y tanto el tamaño como el contraste de las franjas disminuyen, por lo que no es posible medir los componentes oftálmicos con potencias fuera del rango anteriormente establecido en configuración absoluta.

Para ello modificaremos ligeramente la configuración anterior en una nueva que denominaremos configuración diferencial, y con la cual podremos aumentar el rango dinámico sin aumentar los componentes del dispositivo, a la vez que nos permite medir potencias bajas.

5.5.1. Configuración diferencial

La configuración diferencial consiste en compensar parcial o totalmente la vergencia del componente a medir desplazando la lámina hacia las proximidades del punto donde focaliza el haz en presencia de la lente oftálmica en la configuración absoluta, P' , tal como se muestra en la figura 5.14.

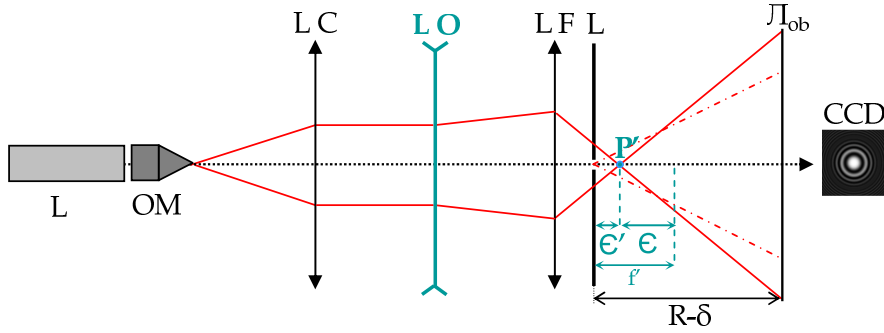


Figura 5.14: Configuración diferencial.

En este caso, el radio de la primera franja circular con intensidad mínima, r_m , proporciona ϵ' :

$$\epsilon' = \frac{m\lambda(R-\delta)^2}{r_m^2 + (m\lambda(R-\delta))} \quad (5.6)$$

donde $m = 1$ si el interferograma presenta un máximo central y $m = 2$ si el interferograma presenta un mínimo central.

Conocidos ϵ' y el desplazamiento inducido en la lámina, δ , podemos calcular ϵ :

$$\epsilon = \delta - \epsilon' \quad (5.7)$$

Una vez conocido ϵ , a partir de la ecuación 5.4 se calcula la potencia de la lente.

En la figura 5.15.a se ha esquematizado *grosso modo* el rango dinámico en configuración absoluta. En la figura 5.15.b se muestra cómo se logra ampliar el

5.5. INCREMENTO DEL RANGO DINÁMICO: CONFIGURACIÓN DIFERENCIAL

rango en configuración diferencial. En ambas gráficas se representa en gris las potencias no medibles y en verde las medibles.

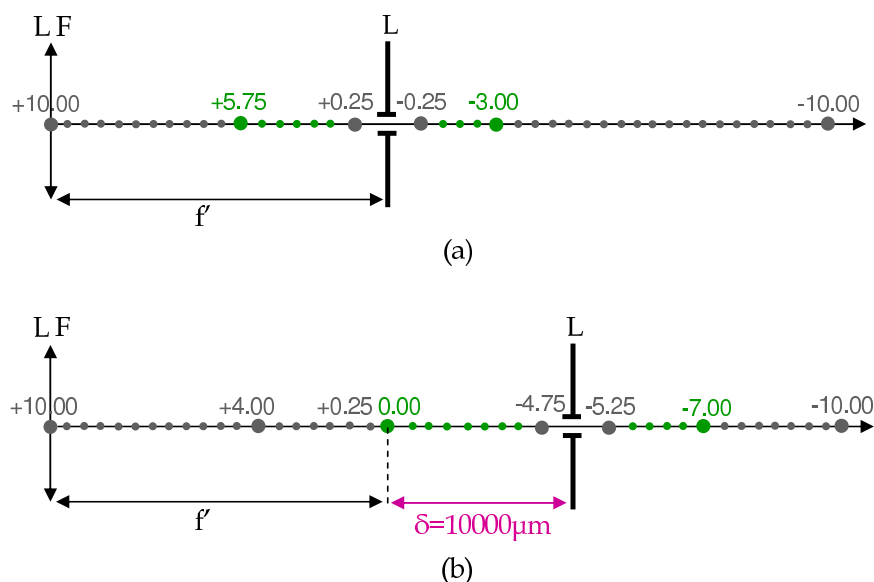


Figura 5.15: Configuraciones: a) absoluta, b) diferencial: aumento del rango de medida.

En la figura 5.16 se muestran distintos interferogramas para una misma lente oftálmica y distintas posiciones de la lámina. Observaremos franjas de distintos tamaños en el plano de observación que proporcionan la misma potencia para la lente dentro de la tolerancia de medida.

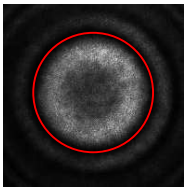
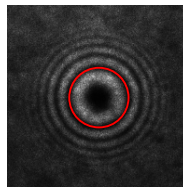
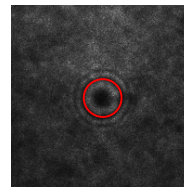
$\delta = -14600 \mu\text{m}$	$\delta = -11500 \mu\text{m}$	$\delta = -700 \mu\text{m}$
		
$r = 2.0 \text{ mm}$	$r = 1.0 \text{ mm}$	$r = 0.5 \text{ mm}$
$P = +4.98 \text{ D}$	$P = +4.99 \text{ D}$	$P = +4.96 \text{ D}$

Figura 5.16: Lente esférica ($P = +5.00\text{D}$) medida en configuración diferencial.

Veamos a continuación hasta dónde se puede extender el rango del instrumento en configuración diferencial.

5.5.2. Rango dinámico en configuración diferencial

Para establecer lo que definirá el rango final del instrumento se han seleccionado del juego de pruebas [web4] lentes en un rango de $-10.00D$ a $+10.00D$ cada $1.00D$. Para cada lente se ha variado la posición de la lámina, δ , cada $500\mu m$, recorriendo todo el rango de posiciones con las que el contraste de la primera franja es aceptable (tanto para interferogramas con máximos centrales como para interferogramas con mínimos centrales). Se ha tomado un interferograma por posición, se ha medido el radio de la primera franja con intensidad mínima y se ha calculado la potencia asociada para cada una de las lentes.

En la gráfica 5.17 se representan los valores de potencia obtenidos para cada lente en función de los desplazamientos de la lámina.

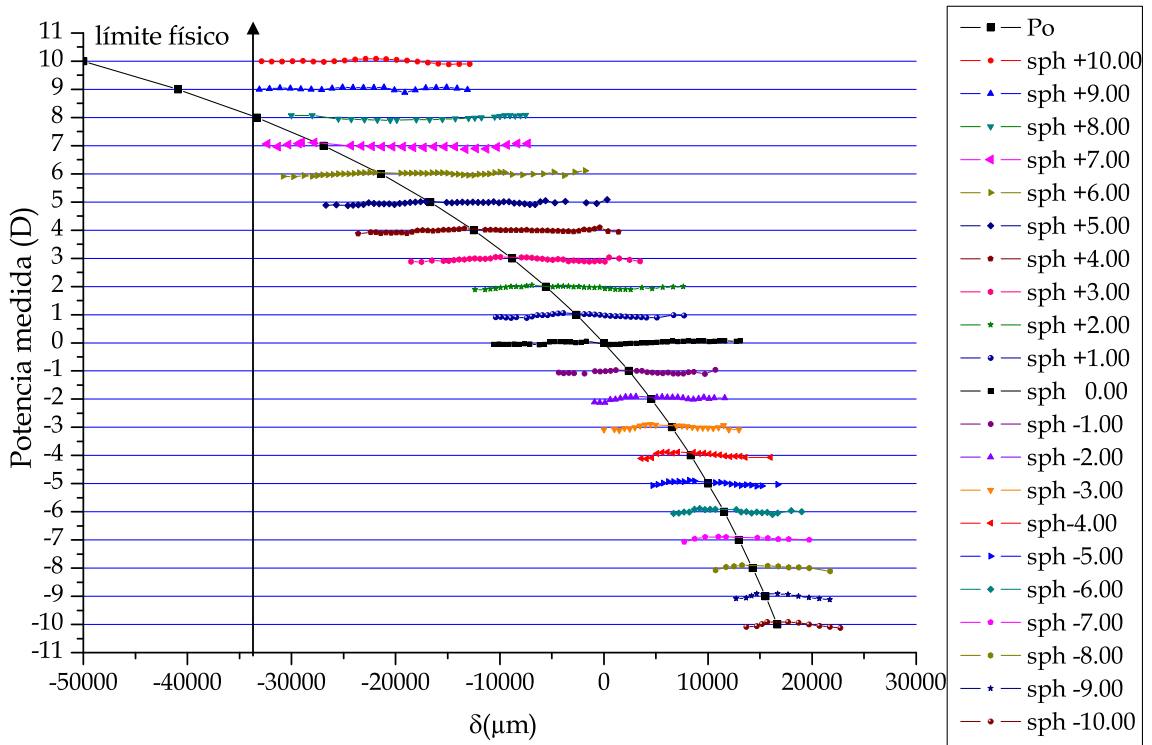


Figura 5.17: Potencia medida frente a desplazamientos de la lámina.

El neutro se ha hecho sin lente de prueba, es decir, se corresponde con las medidas de la gráfica 5.10. La línea negra de la figura (P_0) indica la posición donde converge el

5.5. INCREMENTO DEL RANGO DINÁMICO: CONFIGURACIÓN DIFERENCIAL

haz en el plano imagen, y podemos observar que en un entorno de estas posiciones no se pueden medir las lentes pues el contraste de las franjas no es óptimo. Los puntos a la izquierda de la línea P_0 se corresponden a potencias medidas con máximos centrales.

Se puede observar también cómo el rango de desplazamientos que proporciona la medida de la vergencia de una lente oftálmica dada varía en función de la potencia de la misma. El mayor rango de medida se corresponde para la potencia de 0.00D (medida sin lente) dado el buen contraste de las franjas en todo el rango de posiciones de la lámina. Para vergencias positivas este rango no varía demasiado respecto al del neutro, sin embargo para vergencias negativas el rango se reduce a medida que aumente la potencia de la lente oftálmica, debido a la disminución de apertura numérica del haz que ilumina la lámina.

Con esta nueva configuración hemos conseguido aumentar el rango dinámico del dispositivo. Los valores de potencia, evaluados para cada una de las lentes, oscilan dentro de un margen inferior a 0.10D. En la tabla 5.3 se muestran los valores promedios para cada potencia y su desviación estándar.

P nominal (D)	P media (D)	P nominal (D)	P media (D)
-10.00	-10.08 \pm 0.09	10.00	9.99 \pm 0.06
-9.00	-9.04 \pm 0.10	9.00	9.02 \pm 0.08
-8.00	-7.97 \pm 0.06	8.00	7.99 \pm 0.10
-7.00	-6.95 \pm 0.05	7.00	6.98 \pm 0.06
-6.00	-5.99 \pm 0.06	6.00	6.00 \pm 0.05
-5.00	-5.00 \pm 0.06	5.00	4.97 \pm 0.05
-4.00	-3.98 \pm 0.08	4.00	4.05 \pm 0.07
-3.00	-3.00 \pm 0.06	3.00	2.95 \pm 0.05
-2.00	-1.98 \pm 0.06	2.00	1.96 \pm 0.04
-1.00	-1.05 \pm 0.05	1.00	1.02 \pm 0.05

Tabla 5.3: Potencia medida: valor medio y desviación estándar.

Tanto las limitaciones físicas del instrumento, para potencias positivas, como el contraste, para potencias negativas, son los principales factores que limitan el rango de medida.

En las figuras 5.18 y 5.19 mostramos también los radios de las franjas asociados a la figura 5.17. Hemos distinguido entre interferogramas con máximo central e interferogramas con mínimo central.

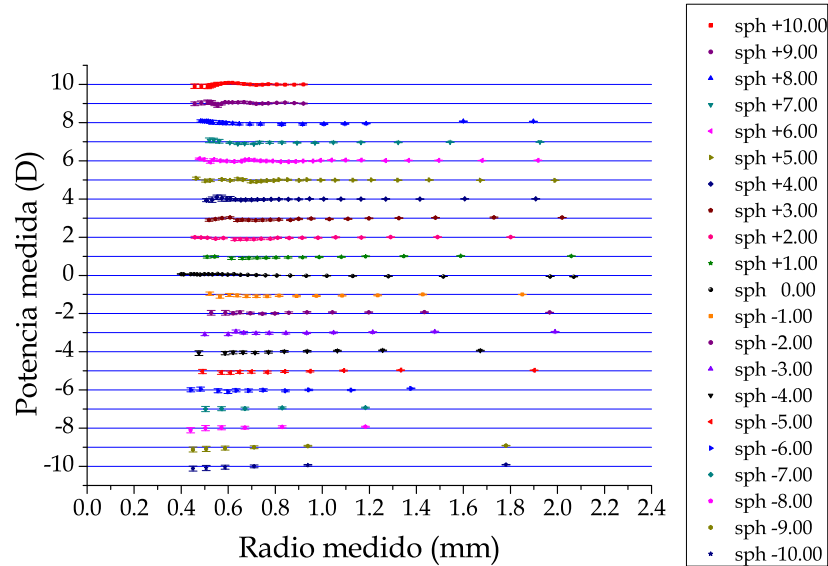


Figura 5.18: Franjas con mínimo central: Potencia medida frente a radio medido.

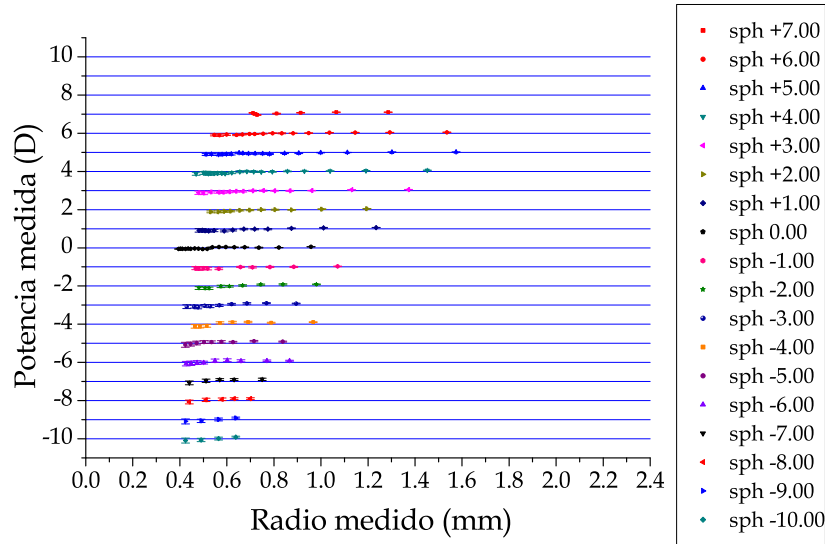


Figura 5.19: Franjas con máximo central: Potencia medida frente a radio medido.

5.6. MEDIDA DE LENTES TÓRICAS

En ambos casos, dado el esquema $2f-2f$ entre la lente y el plano de observación, el radio de la franja indica que la potencia de la lente se mide en una región central del mismo radio que el de la franja, i.e., en círculos cuyos radios oscilan entre 0.4mm y 2.0mm.

Tanto en la figura 5.18 como en la figura 5.19 se observa que las esferas mayores de +7.00D no pueden ser medidas a partir de interferogramas con un máximo central debido a las limitaciones físicas del instrumento. En base a este hecho hemos decidido medir los componente oftálmicos con franjas que presentan mínimos centrales.

De este experimento se puede concluir:

◁ Para cada potencia hay un rango de desplazamientos con los que obtenemos franjas con mínimos centrales y franjas con máximos centrales y siempre hay un rango en el que la medida es más precisa. Fuera de este rango se pierde precisión debido o a la disminución de contraste o a que las franjas son tan pequeñas que no son detectadas con precisión por la CCD. Dicho rango de medida se va desplazando en función de la potencia de la lente.

◁ En el caso de las lentes negativas hay una reducción de contraste debido a la disminución de la apertura numérica del haz respecto a la posición del neutro, lo cual provoca una disminución del rango de medidas. En el caso de lentes positivas la limitación es simplemente física.

◁ El radio de las franjas oscila entre 0.4mm y 2.0mm para franjas con mínimos centrales y entre 0.4mm y 1.6mm para franjas con máximos centrales.

◁ Los valores de potencia medidos establecen que la precisión del aparato es mejor que 0.10D. Establaceremos este valor, un tanto conservativo, como la precisión del aparato.

5.6. Medida de lentes tóricas

Una lente tórica genera un frente de onda esferocilíndrico [Jalie 2000] y por tanto observaremos, en general, franjas elípticas como se muestra en la figura 5.20. Dichas franjas presentarán un mínimo central si las dos líneas focales, que se forman en el plano imagen, están situadas antes de la lámina; o elipses con un máximo central, si las líneas focales están situadas después de la lámina.

En este caso debemos determinar, además de los valores de los semiejes principales (r_x, r_y) de la primera franja elíptica, el ángulo de giro de la elipse (θ) que nos proporciona el eje del cilindro.

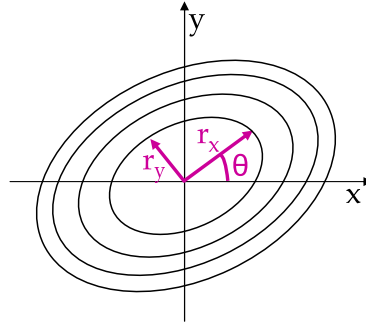


Figura 5.20: Esquema general de un interferograma asociado a una lente tórica.

Una vez determinados r_x y r_y , el análisis para cada semieje es independiente y análogo al caso esférico, aplicándose para cada uno de ellos las expresiones 5.4, 5.6 y 5.7 en función de la configuración escogida. Una vez conocidas las potencias de los semiejes principales y el ángulo que forman dichos ejes principales con los de referencia, se transforman los valores a los usados normalmente en óptica oftálmica, es decir: esfera, cilindro y eje. El semieje de potencia más positiva determina el valor de la esfera y el eje del cilindro, siendo el cilindro la diferencia entre la potencia de ambos semiejes.

Ilustramos este apartado (figura 5.21) con una lente que presenta la siguiente prescripción: sph +2.50, cyl -2.00, 135°:

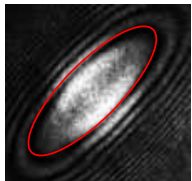
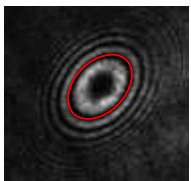
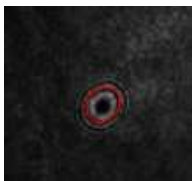
$\delta = 0 \mu\text{m}$	$\delta = +2500 \mu\text{m}$	$\delta = +5500 \mu\text{m}$
		
sph +2.52, cyl -2.02, 137°	sph +2.56, cyl -1.99, 136°	sph +2.54, cyl -2.01, 135°

Figura 5.21: Lente tórica: sph +2.50, cyl -2.00, 135°.

5.6. MEDIDA DE LENTES TÓRICAS

Se observa el mismo efecto que en el caso de las lentes esféricas: para distintos desplazamientos de la lámina obtenemos distintos tamaños de franjas en el plano de observación. En cualquiera de los casos, el tamaño de los semiejes de la elipse que definen la primera franja proporcionan la potencia en cada meridiano de la lente y el ángulo de las elipses y, por tanto, del cilindro.

Resumen

En este capítulo se ha mostrado el montaje del dispositivo con el que se medirán las lentes progresivas.

En primer lugar se ha realizado la calibración para tres orificios distintos, lo que nos permite seleccionar el tamaño del orificio que proporciona el mayor rango dinámico (de -10.00D a +10.00D), con el orificio de $7.5\mu\text{m}$ de radio. Este tamaño define la particularidad del IDO diferenciándolo del IDP, pues el tamaño del diámetro del orificio es mayor que el radio del disco de Airy.

También hemos demostrado que el IDO proporciona medidas de la esfera, el cilindro y el eje de una lente oftálmica en torno a su centro óptico en un radio inferior a 2.0mm (y no menor a 0.4mm).

Hemos establecido la precisión de medida de lentes oftálmicas, para todo el rango de potencias medidas, en 0.10D mejorando notablemente las tolerancias de medida fijadas por la norma [ISO 8980-2].

CAPÍTULO 6

Movimiento transversal de la lámina

En el capítulo 3 demostramos que para un frente de onda esferocilíndrico un desplazamiento transversal de la lámina no modifica la distribución de las franjas interferenciales detectadas, simplemente se desplazan del centro del plano de observación. Por otra parte, en el capítulo 5 demostramos que, cuando el radio del orificio es suficientemente grande, el efecto de atenuación de las franjas periféricas equivale a tener un frente de onda esférico de referencia con una apertura numérica muy pequeña, lo cual permite restringir la zona bajo análisis. Así, con un orificio de $7.5\mu\text{m}$ desplazado apropiadamente a lo largo del eje de propagación del haz, se consigue detectar con precisión la primera franja interferencial para un amplio rango de potencias de la lente oftálmica (de -10.00D a +10.00D) lo que corresponde a la interferencia debida a una pequeña región de la lente en torno a la zona central del eje óptico cuyo radio (o tamaño de semiejes de la zona elíptica) oscila entre 0.4mm y 2.0mm. En este capítulo demostraremos que, desplazando la lámina transversalmente a la dirección de propagación se desplaza también transversalmente la zona de medida, lo que nos va a permitir medir otras pequeñas regiones del haz que emerge de la lente oftálmica fuera de la zona central, sin desplazar la lente y sin añadir ningún elemento adicional al montaje. Al conjunto de medidas en distintas zonas de la lente le denominaremos mapa local de la lente oftálmica.

6.1. Mapas locales de las lentes oftálmicas

En el capítulo 5 demostramos que cuando el orificio de la lámina está situado sobre el eje de propagación se pueden obtener valores precisos de la esfera, cilindro y eje de una lente oftálmica monofocal dentro de una zona central muy pequeña (entre 0.4mm y 2.0mm de radio). Además demostramos, en el capítulo 3, que si la lámina se traslada en su plano, los interferogramas se desplazan en el plano de observación y las coordenadas del centro del interferograma están en la línea de unión del orificio con la línea focal (expresión 3.17). Como se puede deducir de la figura 6.1 el patrón interferencial en el plano de observación se produce a partir de la porción de frente de onda que emerge de la lente en un pequeño entorno cuya imagen se encuentra en la región donde se localizan las franjas. La figura 6.1 ilustra este hecho mediante un sencillo trazado de rayos para una lente oftálmica divergente (LO) de focal l en configuración $2f$ - $2f$ (aumento $M=-1$), para tres posiciones distintas de la lámina.

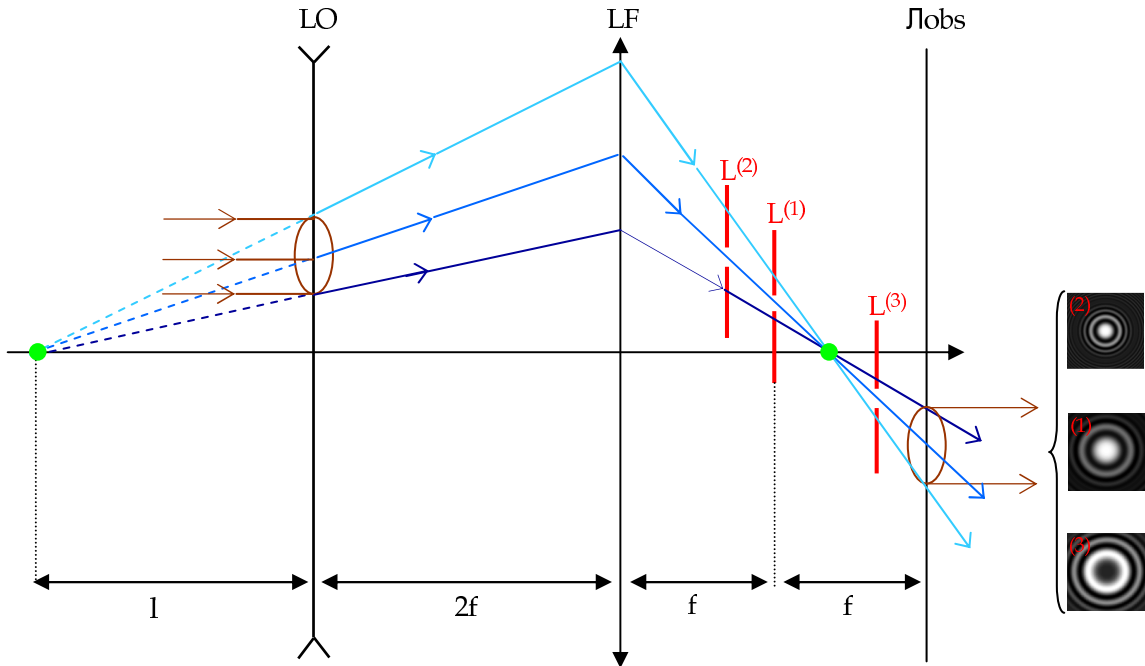


Figura 6.1: Movimiento transversal de la lámina en configuración absoluta (posición 1 de la lámina) y configuración diferencial (posiciones 2 y 3 de la lámina).

Para una lente tórica se corresponde a la proyección sobre los plano XZ y YZ.

6.1. MAPAS LOCALES DE LAS LENTES OFTÁLMICAS

De la figura 6.1 se deduce también que en configuración absoluta (posición 1 de la lámina) como en configuración diferencial (posiciones 2 y 3 de la lámina), se puede seleccionar la misma región de la lente oftálmica que deseamos medir con un simple movimiento transversal de la lámina.

En la figura 6.2 se han superpuesto distintos interferogramas medidos en configuración absoluta asociados a una lente oftálmica de diámetro 2.54 cm y $\text{sph}=+1.00\text{D}$, para distintos desplazamientos transversales de la lámina, i.e., la lámina se ha situado en el foco de LF desplazándola únicamente en su plano. Se observa que, dada la baja potencia de la lente, todas las zonas de la lente producen el mismo interferograma, es decir, la primera franja interferencial tiene aproximadamente el mismo radio y, por tanto, de ella se obtiene el mismo valor para la potencia de la lente, dentro del margen de tolerancia que hemos establecido en el capítulo anterior.

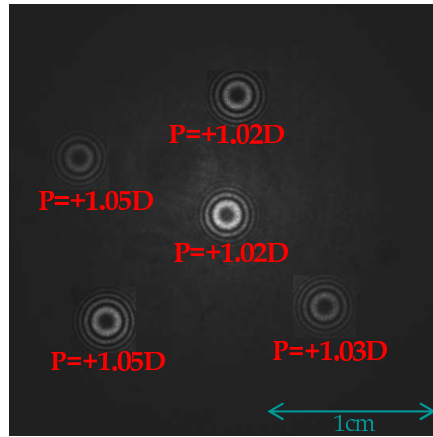


Figura 6.2: Mapa local de una lente oftálmica ($\text{sph} +1.00$).

En la figura 6.3 se muestran los mapas locales asociados a la misma lente esférica con $\text{sph}= +1.00\text{D}$ y a una lente cilíndrica pura ($\text{cyl} +1.00, 90^\circ$), ambas de diámetro 2.54 cm, medidas en configuración diferencial, manteniendo la posición axial de la lámina y desplazándola solamente en sentido transversal. Se observa que los valores de potencia asociados a la lente esférica se mantienen estables, dentro de la tolerancia del sistema, mientras que los valores asociados a la lente cilíndrica varían un poco más en la periferia de la lente.

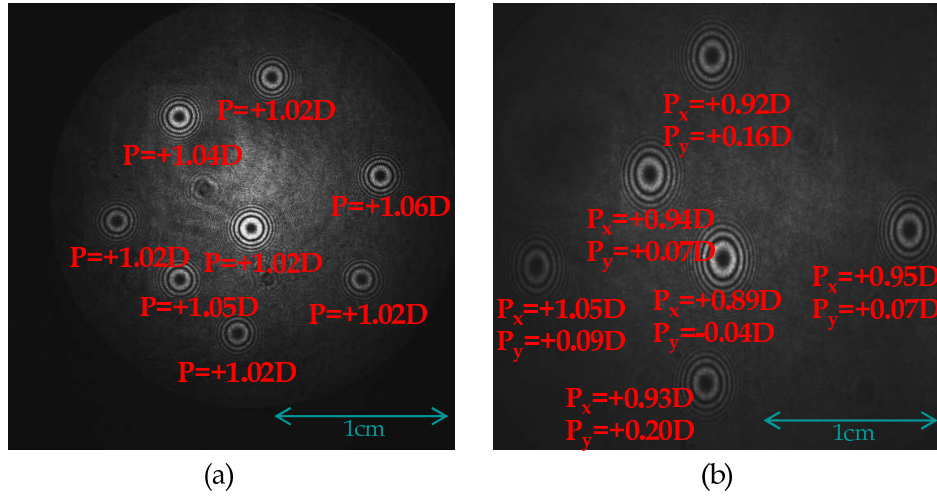


Figura 6.3: Mapas locales: a) sph +1.00, $\delta=+3500\mu m$, b) cyl +1.00, $\delta=+2800\mu m$.

En la figura 6.4 se muestran los interferogramas asociados a una lente esférica de elevada graduación (sph +9.00D) y 2.54cm de diámetro. En este caso las franjas en torno al centro son prácticamente circulares pero en los extremos se van volviendo elípticas, debido a la aberración esférica de la lente. En la figura 6.4 se presentan los valores de la potencia obtenidos para cada uno de los semiejes, los cuales varían apreciablemente a medida que nos alejamos del centro.

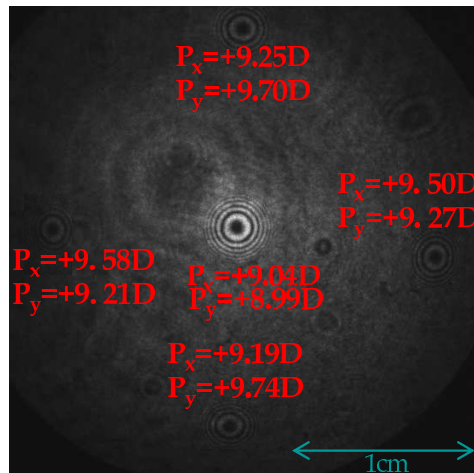


Figura 6.4: Mapa local de una lente oftálmica de elevada potencia (sph +9.00, $\delta=-28000\mu m$).

Resumen

En este capítulo se ha demostrado que, desplazando la lámina transversalmente al eje de propagación, se pueden medir distintas regiones del plano de la lente oftálmica sin necesidad de añadir ningún elemento adicional o modificar el dispositivo. Además, se ha definido mapa local de la lente oftálmica como el conjunto de interferogramas que barren todos los puntos de la superficie de la lente (o un número de puntos representativos).

Hasta este capítulo hemos demostrado la teoría sobre la que se sustenta el interferómetro y su funcionamiento. También hemos mostrado el diseño y la implementación experimental que utilizaremos para medir lentes oftálmicas en general.

En los capítulos que siguen vamos a mostrar su capacidad para medir lentes progresivas, objetivo principal de este trabajo.

Parte III

Caracterización de lentes progresivas

CAPÍTULO 7

Caracterización de lentes progresivas mediante el IDO: Bases teóricas

En los capítulos anteriores hemos demostrado que un IDO permite medir frentes de onda esferocilíndricos en regiones muy pequeñas, entre 0.4mm y 2.0mm de radio.

En este capítulo desarrollaremos el formalismo matemático que nos permitirá justificar la utilización de un IDO para la caracterización de lentes progresivas mediante las medidas locales de los valores de la potencia esférica, cilíndrica y el eje del cilindro.

7.1. Lentes progresivas

Las primeras lentes destinadas a la corrección de la presbicia fueron las lentes monofocales que corrigen para una sola distancia objeto y que representamos esquemáticamente en la figura 7.1.a con un círculo. Posteriormente se inventaron las lentes bifocales representadas esquemáticamente en la figura 7.1.b con dos zonas bien diferenciadas, la zona superior para visión de lejos y la zona inferior para visión de cerca. Más tarde, siguiendo la misma filosofía de diseño que en las lentes bifocales, aparecerían las lentes trifocales que añaden corrección para una distancia intermedia, tal y como se muestra esquemáticamente en la figura 7.1.c. Aumentando el número de fragmentos, como se muestra en la figura 7.1.d, corregiríamos así la visión a más distancias intermedias entre lejos y cerca. Esta es la idea básica de las lentes progresivas.

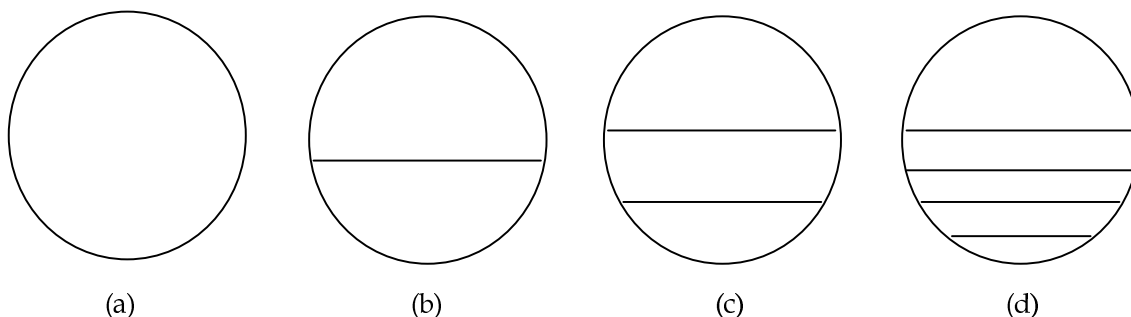


Figura 7.1: Evolución de las lentes oftálmicas para presbitas: a) monofocal, b) bifocal, c) trifocal, d) n-focal.

En el caso de la lente de la figura 7.1.d, al trasladar la línea de mirada sobre la lente en la sección horizontal, la potencia esférica debe mantenerse constante mientras que si se traslada verticalmente la potencia esférica debe ir aumentando para proporcionar así la potencia necesaria para enfocar a distancias cada vez más cercanas. El inconveniente principal de esta composición es que no resulta ni cómoda ni estética debido a que las variaciones de potencia esférica generan discontinuidades en la superficie. Surge así la necesidad de tener una lente de variación de potencia progresiva que subsane ambos inconvenientes. Esto, matemáticamente, se traduce en una superficie continua y derivable en todos los puntos. Sin embargo, tal y como hemos explicado en detalle en la sección 1.2, no es posible diseñar una superficie con un aumento continuo y suave de la potencia sin aparición de astigmatismos en las proximidades de lo que se conoce como pasillo de la lente [Minkwitz 1963]. Por tanto, sólo se podrá obtener una línea de puntos con potencia esférica, presentando los demás puntos de la superficie más o menos potencia cilíndrica. Así, tal como se ha detallado en la sección 1.2 las lentes progresivas poseen cuatro zonas bien diferenciadas (zona de lejos, zona de cerca, pasillo y zonas marginales) de las cuales sólo las tres primeras son ópticamente útiles como se muestra en la figura 7.2.

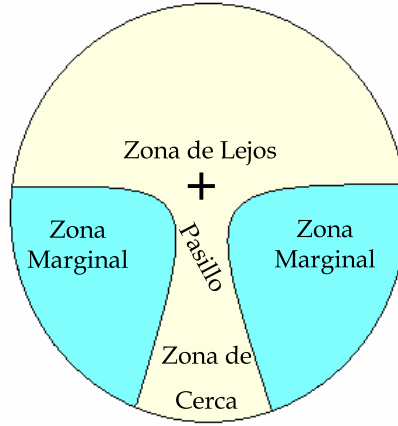


Figura 7.2: Zonas ópticas asociadas a una lente progresiva.

7.2. Análisis local de la lente progresiva

Las lentes monofocales se fabrican, tradicionalmente, tallando sus dos superficies en forma de cónicas de tal manera que iluminándolas con un frente de onda plano, el frente de onda que produce a la salida es, en general, un frente de onda esferocilíndrico y por tanto la fase en un plano próximo a la lente se puede representar por un polinomio de orden dos [Goodman 1996].

Sin embargo las lentes progresivas presentan superficies más complicadas [Meister *et al.* 2008 part2] y al iluminarlas con un frente de onda plano el haz de salida no será esferocilíndrico y la fase en un plano próximo a la lente vendrá definida por una función $f(x, y)$ suave¹ tal que, para cada punto $r_o = (x_o, y_o)$ de dicho plano existe un entorno, $E(r_o)$, de dicho punto en el que $f(x, y)$ se puede aproximar a su desarrollo de Taylor a orden dos [Riley *et al.* 2002], i.e.,

$$f(x, y) \approx f(x_o, y_o) + \frac{\partial f}{\partial x} \Big|_{r_o} (x - x_o) + \frac{\partial f}{\partial y} \Big|_{r_o} (y - y_o) + \frac{1}{2!} \left[\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \Big|_{r_o} (x - x_o)^2 + 2 \frac{\partial^2 f}{\partial x \partial y} \Big|_{r_o} (x - x_o)(y - y_o) + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} \Big|_{r_o} (y - y_o)^2 \right] \quad (7.1)$$

siempre que:

¹Definimos función suave como aquella que es continua y al menos diferenciable tres veces.

$$R^3(x, y) = \frac{1}{3!} \left[\frac{\partial^3 f}{\partial x^3} \Big|_{r'} (x - x_o)^3 + 3 \frac{\partial^3 f}{\partial x^2 \partial y} \Big|_{r'} (x - x_o)^2 (y - y_o) + \right. \\ \left. + 3 \frac{\partial^3 f}{\partial x \partial y^2} \Big|_{r'} (x - x_o) (y - y_o)^2 + \frac{\partial^3 f}{\partial y^3} \Big|_{r'} (y - y_o)^3 \right], r' \in E(r_o) \quad (7.2)$$

denominado resto del desarrollo, sea suficientemente pequeño, lo cual va a depender del tamaño del entorno del punto r_o y de la función $f(x, y)$.

En estas condiciones, en un entorno de cada punto r_o de dicho plano $f(x, y)$ se podrá aproximar en forma precisa por un polinomio de orden dos y, por tanto, la fase (local) se corresponde a una onda esferocilíndrica, para la cual, con la notación utilizada en el capítulo 2:

$$\frac{\partial f}{\partial x} \Big|_{r_o} = tg\alpha_o \quad \frac{\partial f}{\partial y} \Big|_{r_o} = tg\beta_o \quad (7.3)$$

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \Big|_{r_o} = L_{xxo} \quad \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} \Big|_{r_o} = L_{yyo} \quad (7.4)$$

o equivalentemente a un frente de onda esferocilíndrico desplazado o inclinado α_o y β_o con matriz de potencia dióptrica:

$$\mathbf{L}_o = \begin{pmatrix} L_{xxo} & L_{xyo} \\ L_{yxo} & L_{yyo} \end{pmatrix} \quad (7.5)$$

Dicha matriz \mathbf{L}_o proporciona directamente las potencias principales y el eje de los meridianos principales locales de la fase y, por tanto, podremos definir así la matriz de potencia dióptrica local [Alonso *et al.* 1997, Gómez-Pedrero *et al.* 1998] cuya manera más común de representarla en óptica oftálmica se corresponde con:

$$\mathbf{L}_o = \begin{pmatrix} S_o + C_o \sin^2 \theta_o & -C_o \cos \theta_o \sin \theta_o \\ -C_o \cos \theta_o \sin \theta_o & S_o + C_o \cos^2 \theta_o \end{pmatrix} \quad (7.6)$$

Como ya hemos indicado en el capítulo 2, S_o se corresponde con el valor de la potencia esférica local, C_o con el de la potencia cilíndrica local y θ_o se corresponde con la orientación local del cilindro.

7.2. ANÁLISIS LOCAL DE LALENTE PROGRESIVA

Por tanto, para caracterizar las lentes progresivas se requiere conocer los valores locales de S_o , C_o y θ_o en cada punto del plano de la lente. La medida de estos valores es el objetivo fundamental del IDO. A partir de estos valores podremos construir lo que se conoce como mapas de isocilindro e isopotencia y el perfil de la adición a lo largo del pasillo con los que se caracterizan a las lentes progresivas.

Por último, cabe destacar que lo que se conoce como resto del desarrollo en serie de Taylor, $R^3(x, y)$, dejara de ser 'suficientemente pequeño' a partir del tamaño del entorno del punto (x_o, y_o) para el cual la aproximación de la fase en dicho entorno a una fase cuadrática no sea precisa, i.e. las aberraciones de orden superior son significativas [Blendowske *et al.* 2006 A].

Teniendo en cuenta que el IDO proporciona medidas de S_o , C_o y θ_o , dentro de las tolerancias establecidas, para lentes monofocales en regiones circulares cuyos radios oscilan entre 0.4mm y 2.0mm; podremos caracterizar la matriz de potencia dióptrica local de aquellas lentes progresivas que en entornos superiores a 0.4mm de diámetro no presenten aberraciones de alto orden.

En el capítulo 8 demostraremos que el IDO no sólo podrá medir la matriz dióptrica local en los entornos en los que la aproximación de orden dos es precisa sino que, podrá también medir la fase en entornos mayores donde las aberraciones de orden superior son significativas; lo cual supone una ventaja añadida respecto a los mapeadores utilizados actualmente en el mercado.

Resumen

En este capítulo se ha demostrado que si la fase que produce una lente progresiva en un plano próximo a ella se puede caracterizar por una función continua y al menos derivable tres veces entonces, en un entorno de cada punto de dicho plano, la función se puede aproximar de forma precisa por su desarrollo en serie de Taylor a orden dos, i.e., la fase se puede aproximar en dicho entorno por la fase producida por un frente de onda esferocilíndrico y, por tanto, se puede asociar a cada punto un valor de esfera local, cilindro local y eje local.

CAPÍTULO 8

Caracterización de lentes progresivas: Medidas de la matriz dióptrica local mediante el IDO

En este capítulo utilizaremos el IDO para medir un conjunto representativo de distintas lentes progresivas disponibles en el mercado, con distintas prescripciones de lejos, distintas adiciones, distintos pasillos y distintos fabricantes.

Para verificar la calidad de los resultados se han comparado las medidas realizadas con el IDO con las obtenidas con el aparato comercial de medida Rotlex Class Plus¹ [web3] cuyas medidas se obtienen por deflectometría Moiré [Yoshizawa *et al.* 2009].

8.1. Metodología de las medidas

Se colocan las lentes progresivas en el soporte iluminándolas por la cara convexa con el frente de onda plano.

Para la obtención de los mapas locales de las distintas lentes progresivas se desplaza manualmente la lámina en su plano con el fin de medir la matriz dióptrica local en un conjunto de puntos que mapean toda o parte de la superficie del plano

¹Propiedad de Indo Lens Group.

CAPÍTULO 8. CARACTERIZACIÓN DE LENTES PROGRESIVAS: MEDIDAS DE LA MATRIZ DIÓPTRICA LOCAL MEDIANTE EL IDO

de la lente, i.e., el movimiento transversal permitirá tomar medidas en todo el plano de la lente oftálmica sin tener que desplazarla.

El desplazamiento axial se escoge de tal manera que los semiejes de la elipse detectada varían entre 0.4mm y 1.5mm¹¹. Para el mapeo de toda la lente puede ser necesario utilizar más de una posición axial, δ , de la lámina, i.e., más de una configuración.

La región medida se corresponde a la zona central de la lente siendo el mapa local de cada una de ellas reconstruido mediante unos 300 interferogramas, procesados con el mismo software utilizado para el análisis en las medidas de la calibración del IDO (Apéndice A).

En la tabla 8.1 se muestran las prescripciones y la altura de montaje (AM) de lentes progresivas de distintos fabricantes que se han utilizado en este trabajo. Todas ellas presentan un inset de 2.5. Se han escogido lentes progresivas con distintas adiciones, desde 0.75D a 3.50D, y diversas graduaciones de lejos: esférica (positivas y negativas), cilíndrica y esferocilíndrica. Todas ellas fabricadas con tecnología free-form [Meister *et al.* 2008 part2], excepto la lente L_0 fabricada con tecnología convencional [Meister *et al.* 2008 part2].

lente	esfera	cilindro	eje	adición	AM	fabricante
L_0	0.00	0.00	0	2.00	19	fabr 1
L_1	-2.00	0.00	0	1.50	16	fabr 2
L_2	-2.00	0.00	0	3.50	19	fabr 1
L_3	0.00	-2.00	90	0.75	14	fabr 2
L_4	-2.00	0.00	0	1.50	16	fabr 1
L_5	+2.00	0.00	0	2.50	22	fabr 2
L_6	-5.00	-1.00	180	2.00	22	fabr 1

Tabla 8.1: Datos de las lentes progresivas.

¹¹Hemos supuesto que dentro de entornos cuyo radio es menor o igual que 1.5mm la aproximación de orden dos es precisa. El límite inferior viene definido por el sistema de adquisición de imágenes.

8.2. Mapas de isocilindro e isopotencia

Antes de presentar los resultados de las medidas obtenidas con el IDO ilustraremos esta sección mostrando los mapas locales de tres lentes progresivas (L_1 , L_3 y L_6) para los cuales se ha realizado la superposición de una pequeña selección de interferogramas. Estos mapas locales son representativos de todos los mapas locales medidos. Así, en la figura 8.1 se muestra una selección de los interferogramas obtenidos de la lente L_1 en una única configuración ($\delta = +9000\mu m$). L_1 se corresponde con una lente de potencia esférica, sin cilindro de prescripción y por tanto, las franjas son círculos concéntricos en las regiones ópticamente útiles. Como cabe esperar, en las zonas laterales al pasillo las franjas presentan elipticidad, lo cual confirma la existencia de astigmatismo [Minkwitz 1963]. Las franjas van haciéndose más elípticas y su orientación va cambiando a medida que nos alejamos del pasillo y de las zonas de potencia constante de lejos y cerca. Se observa también que las franjas, a lo largo del pasillo, se van haciendo más pequeñas a medida que nos acercamos a la zona de cerca, debido a que la potencia aumenta en ese sentido.

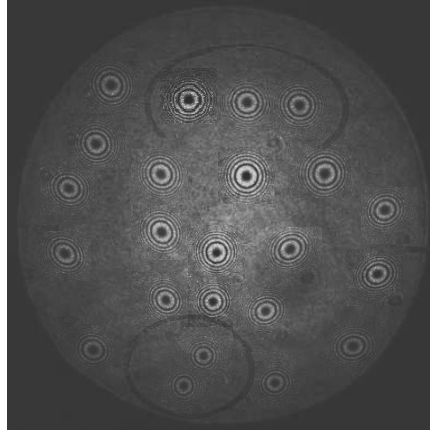


Figura 8.1: Mapa local asociado a la lente L_1 , sin cilindro de prescripción.

En la figura 8.2 se muestra la selección de interferogramas asociados a las lentes L_3 y L_6 , ambas con prescripción cilíndrica en la zona de lejos, pero con distintos ejes. Para obtener los interferogramas de la lente L_3 se ha hecho un único desplazamientos axial de la lámina ($\delta = +5000\mu m$) al igual que para la lente L_6 ($\delta = +14000\mu m$).

Para ambas lentes todas las franjas son elípticas y la orientación viene determinada en gran parte por la del cilindro de prescripción el cual se compone, en las zonas marginales, con el astigmatismo generado por la variación de potencia.

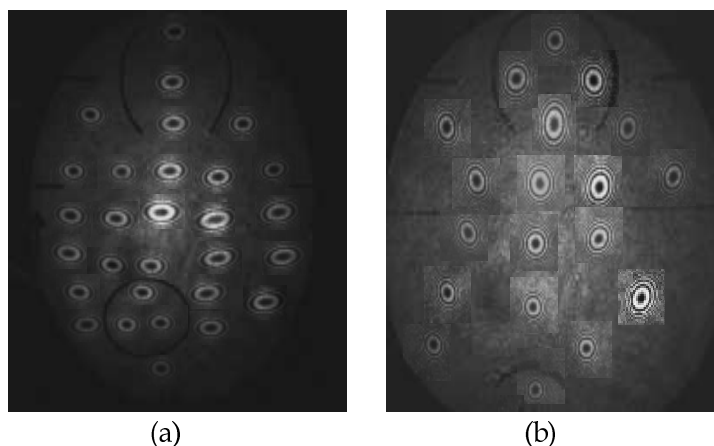


Figura 8.2: Mapas locales con cilindro de prescripción: (a) L_3 , (b) L_6 .

En suma, un simple análisis visual de las franjas proporciona *per se* información cualitativa relevante de las lentes. Tal como hemos detallado en el capítulo 5, de cada interferograma se obtiene la matriz dióptrica local o equivalentemente la esfera local, el cilindro local y el eje local que se asocian a la posición del centro de la elipse. En lo que sigue mostraremos los mapas de isocilindro y de adición de las lentes progresivas de la tabla 8.1 obtenidos con el IDO, comparándolos con los obtenidos mediante el Class Plus. Para la comparación de resultados, dado que la zona de la lente analizada con el IDO es menor que la zona analizada con el Class Plus se ha ajustado el tamaño de la zona de los mapas obtenidos mediante el Class Plus al tamaño medido con el IDO. Ambos mapas han sido representados utilizando el mismo software^{III} [web5]. Sin embargo, debemos resaltar el hecho de que el Class Plus proporciona mayor densidad de puntos y aplica un postprocesado de datos; en cambio las medidas del IDO presentan menor número de puntos (debido al hecho de que son medidas manuales) y además no se realiza ningún postprocesado de datos.

^{III}La escala de colores usada para la representación se corresponde con la escala de arco iris por ser la más utilizada en la mayor parte de los aparatos comerciales.

8.2. MAPAS DE ISOCILINDRO E ISOPOTENCIA

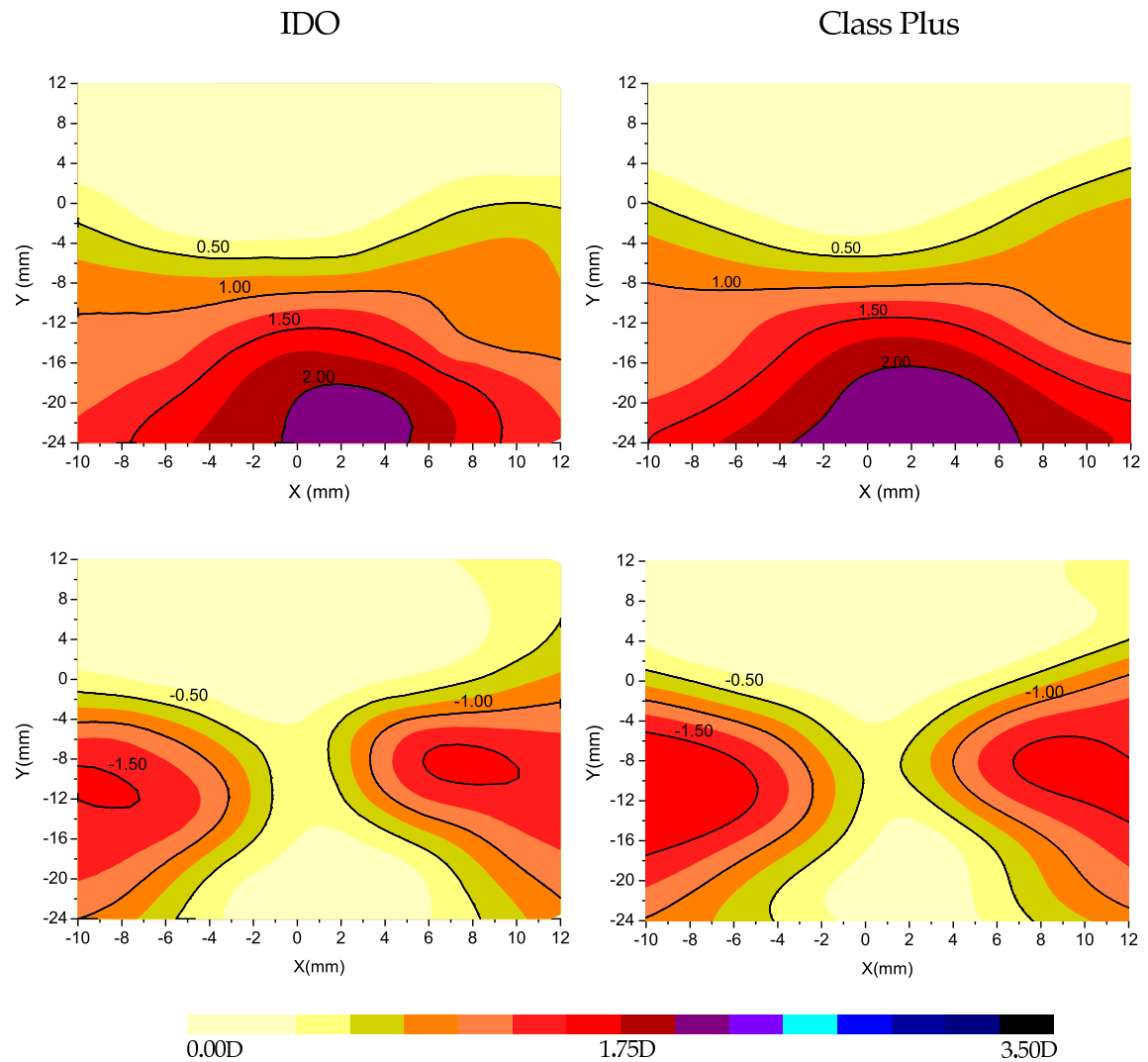


Figura 8.3: Lente L_0 , $\delta = +2800\mu\text{m}$: 1ª fila: isolíneas de adición, 2ª fila: isolíneas de astigmatismo.

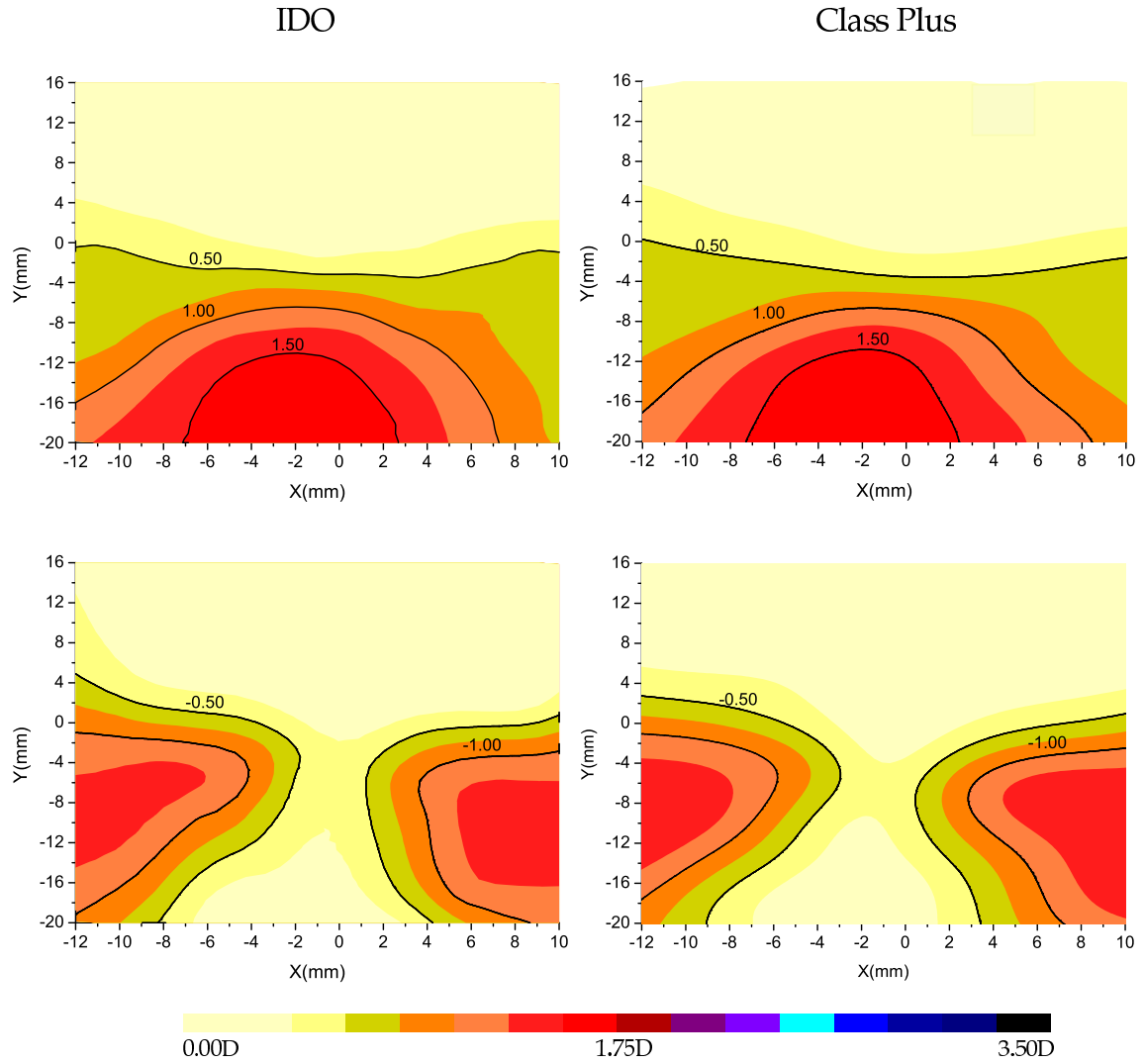


Figura 8.4: Lente L_1 , $\delta = +9000\mu\text{m}$: 1ª fila: isolíneas de adición, 2ª fila: isolíneas de astigmatismo.

8.2. MAPAS DE ISOCILINDRO E ISOPOTENCIA

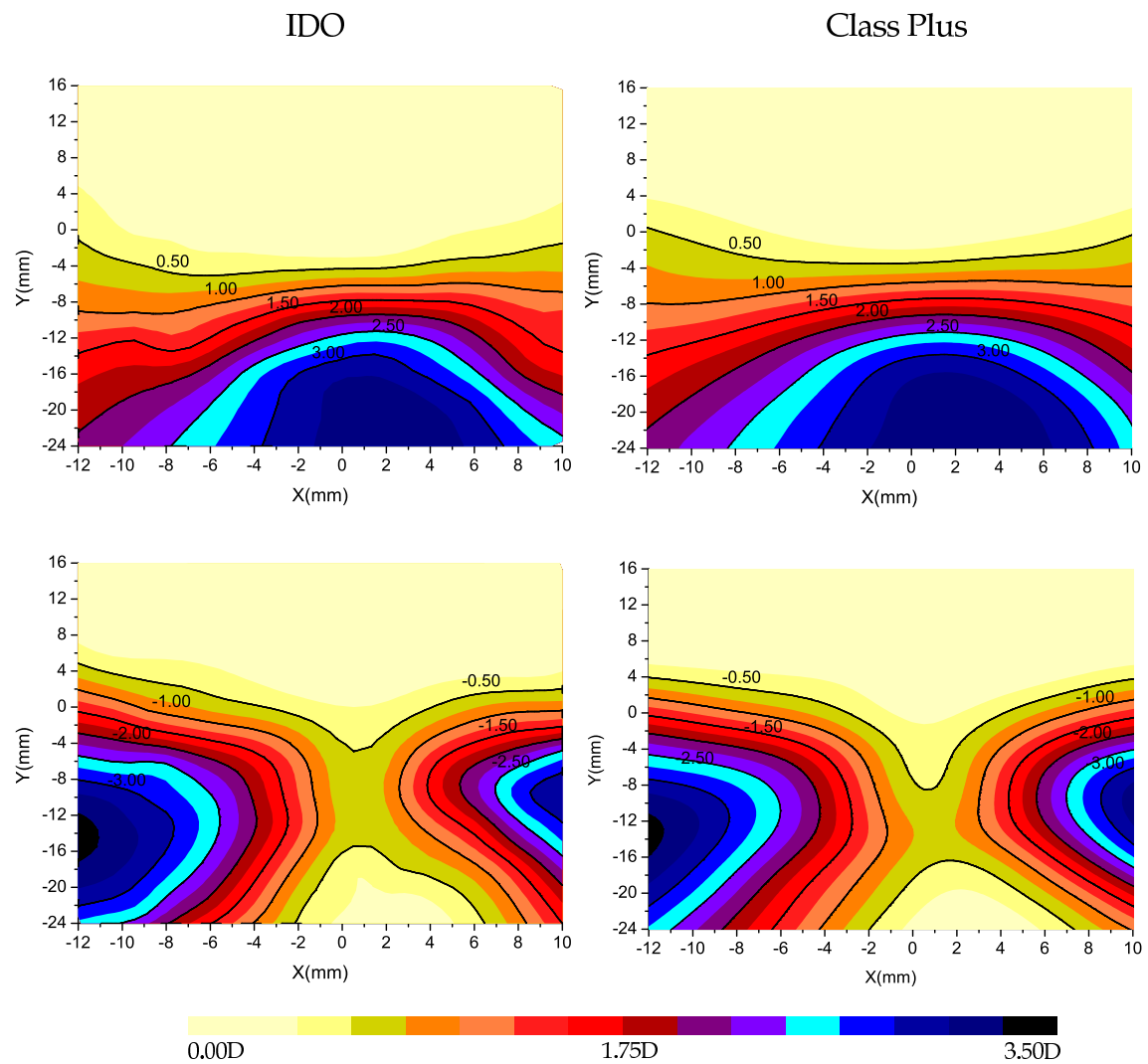


Figura 8.5: Lente L_2 , $\delta_1=+10000\mu m$, $\delta_2=+8000\mu m$: 1ª fila: isolíneas de adición, 2ª fila: isolíneas de astigmatismo.

*CAPÍTULO 8. CARACTERIZACIÓN DE LENTES PROGRESIVAS: MEDIDAS DE
LA MATRIZ DIÓPTRICA LOCAL MEDIANTE EL IDO*

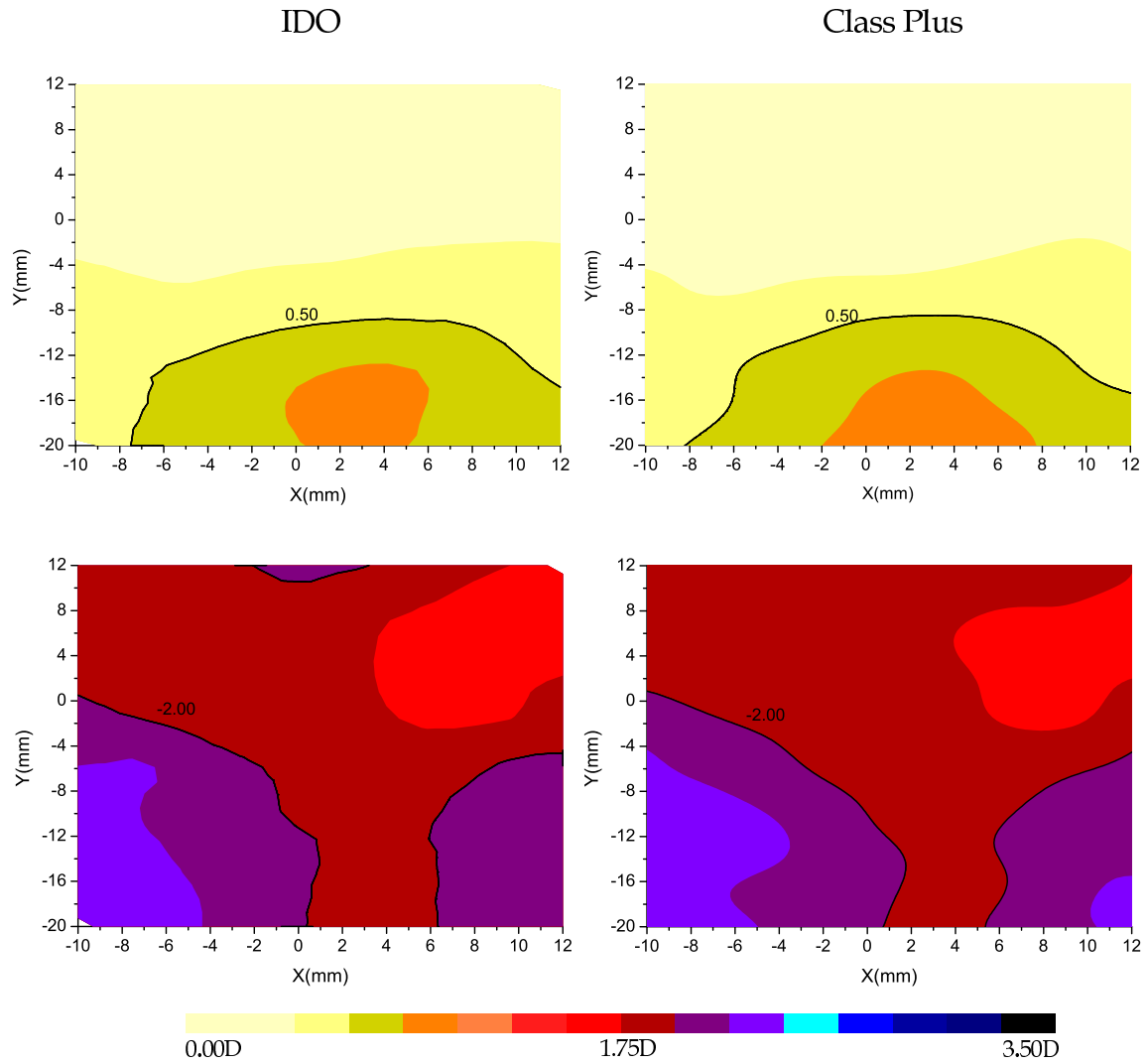


Figura 8.6: Lente L_3 , $\delta=+5000\mu m$: 1ª fila: isolíneas de adición, 2ª fila: isolíneas de astigmatismo.

8.2. MAPAS DE ISOCILINDRO E ISOPOTENCIA

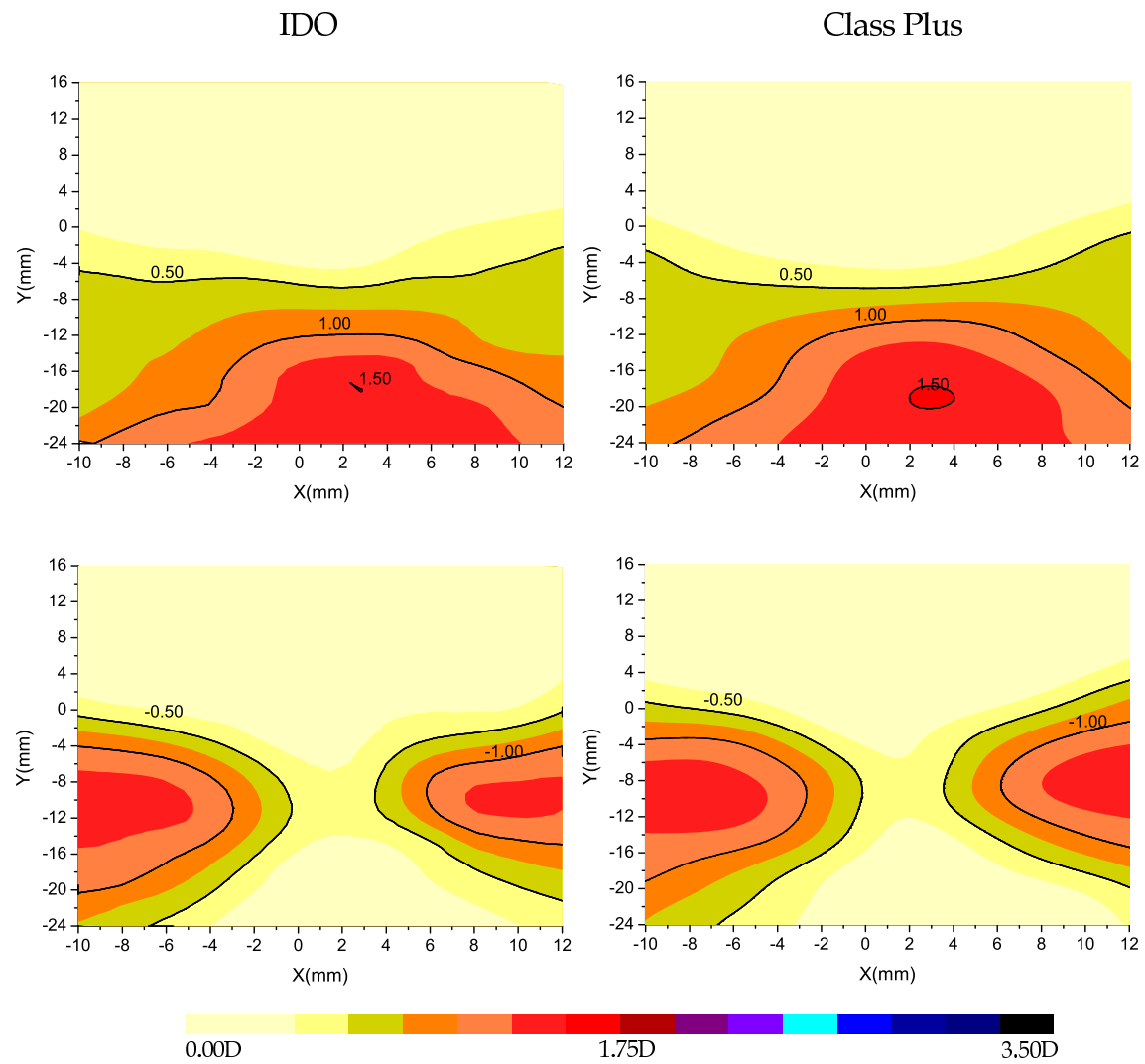


Figura 8.7: Lente L_4 , $\delta = +10000\mu m$: 1ª fila: isolíneas de adición, 2ª fila: isolíneas de astigmatismo.

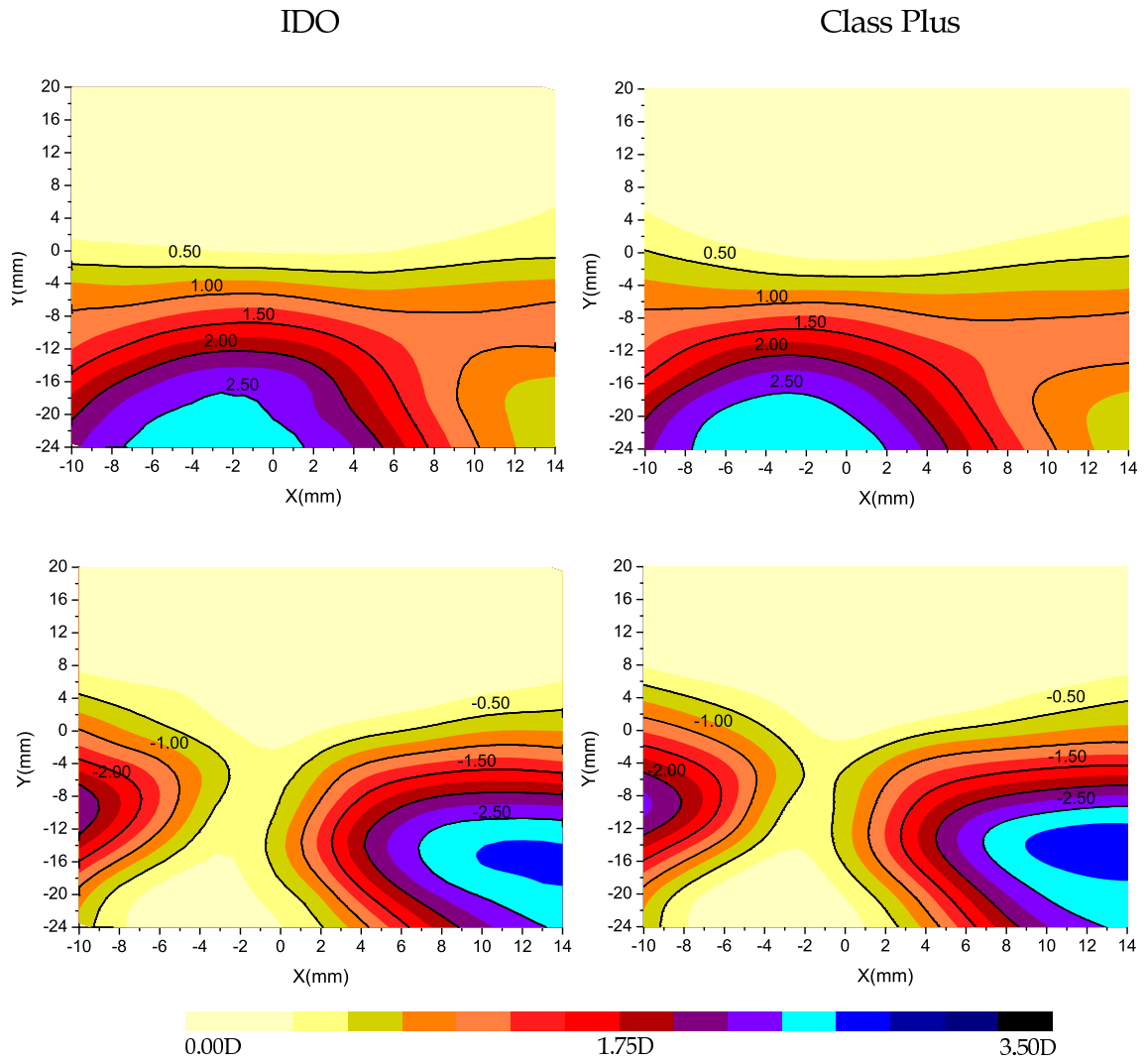


Figura 8.8: Lente L_5 , $\delta = -6000\mu m$: 1ª fila: isolíneas de adición, 2ª fila: isolíneas de astigmatismo.

8.2. MAPAS DE ISOCILINDRO E ISOPOTENCIA

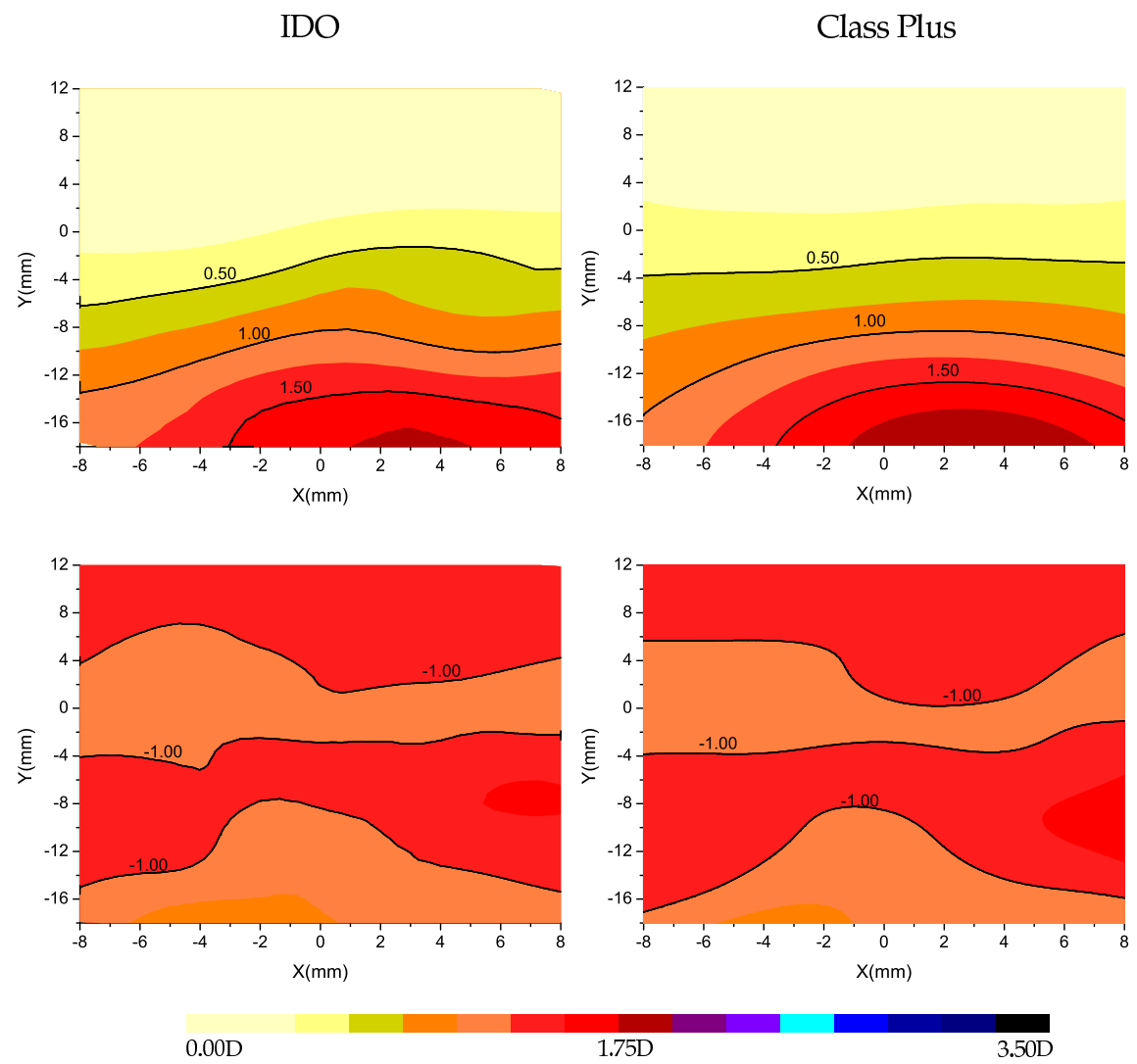


Figura 8.9: Lente L_6 , $\delta = +14000\mu m$: 1ª fila: isolíneas de adición, 2ª fila: isolíneas de astigmatismo.

CAPÍTULO 8. CARACTERIZACIÓN DE LENTES PROGRESIVAS: MEDIDAS DE LA MATRIZ DIÓPTRICA LOCAL MEDIANTE EL IDO

◁ Las diferencias que se pueden apreciar en los mapas obtenidos por ambos métodos son pequeñas y son debidas esencialmente a los siguientes factores:

-El número de puntos medidos con el IDO es muy inferior al del Class Plus lo que genera ciertas diferencias de interpolación en la representación de las isolíneas.

-En las medidas realizadas con el IDO no se ha aplicado ningún proceso de suavización de los datos previo a la representación.

-Cabe mencionar que, aunque la representación de los datos se corresponde a un rectángulo, como el IDO no proporciona los valores en las esquinas, estos son extrapolados.

-Con el IDO no se consigue medir la máxima adición para la lente L_6 debido a que la zona a medir se reduce mucho para graduaciones muy negativas en el esquema de medida $2f - 2f$ utilizado.

Hasta aquí podemos concluir que el IDO proporciona mapas de isocilindro e isopotencia de lentes progresivas con una calidad no inferior a la del Rotlex Class Plus. Sin embargo como veremos a continuación el IDO proporciona ventajas sobre otros aparatos comerciales.

◁ Dado que las diferencias entre ambos métodos son pequeñas, se desprenden las mismas conclusiones sobre el comportamiento de las lentes, de las cuales resaltamos que:

-Las lentes L_1 y L_4 tienen las mismas características, tanto de prescripción como de altura de montaje e inset pero se corresponden a fabricantes distintos. El valor máximo de la adición de L_1 presenta un valor superior a 1.50D, en una gran zona de la zona de cerca, en comparación con L_4 . En cuanto a las líneas de astigmatismo L_4 presenta una zona de cerca, con astigmatismo inferior a 0.50D, más amplia que L_1 .

-La lente L_2 es la que presenta mayor astigmatismo pues es la que presenta mayor adición (3.50D). Hay que resaltar que, aunque no aparece la isolínea de 3.50D, la adición máxima medida, 3.45D, está dentro del rango de tolerancia.

8.3. Ventajas del IDO. Análisis detallado de los pasillos

Una de las ventajas añadidas del IDO es que permite seleccionar un conjunto de puntos en los que se desee evaluar la lente. Así, por ejemplo, se puede proceder a un análisis detallado del perfil de adición a lo largo del pasillo. Por ejemplo, para una lente sin prescripción cilíndrica el perfil de adición a lo largo del pasillo sería la línea que une todos los puntos de la lente libres de astigmatismo [Minkwitz 1963].

En la figura 8.10 se muestra un esquema del barrido en dirección X para la lente que hemos etiquetado como L_1 y para una altura $y = -11mm$. En la figura 8.11 se muestra el perfil de cilindro correspondiente a los interferogramas de la figura 8.10.

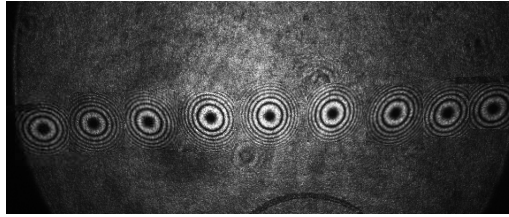


Figura 8.10: Mapa de la lente L_1 en dirección x para una altura $y = -11mm$.

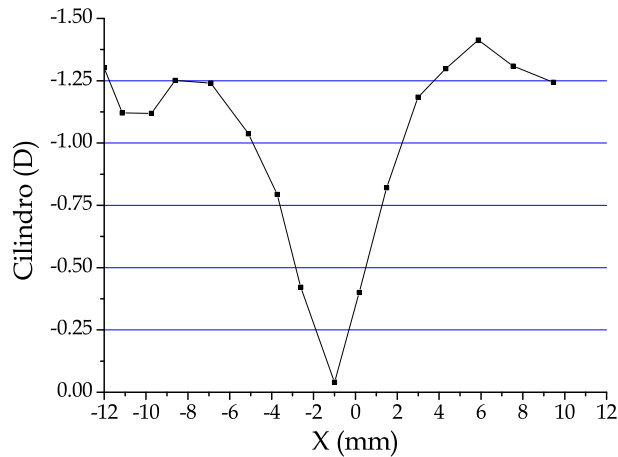


Figura 8.11: Valores del cilindro local asociados a los interferogramas de la figura 8.10.

En general, para cualquier lente progresiva, para una altura dada y_i de la lente (tomando como origen de coordenadas la cruz de montaje) se procesa un conjunto de interferogramas para distintas coordenadas x en la zona del pasillo (figura 8.12) y se selecciona aquel cuya matriz dióptrica local proporcione la menor variación de potencia cilíndrica respecto a la de la prescripción.

Además como lo que se pretende representar es la adición, restaremos el valor de la potencia media de lejos al valor de la potencia media obtenida en cada punto [Meister *et al.* 2006]. Del procesado de este interferograma se obtienen también las coordenadas (x, y) que definen el perfil de adición a lo largo del pasillo y el inset (definidos ambos en la sección 1.2).

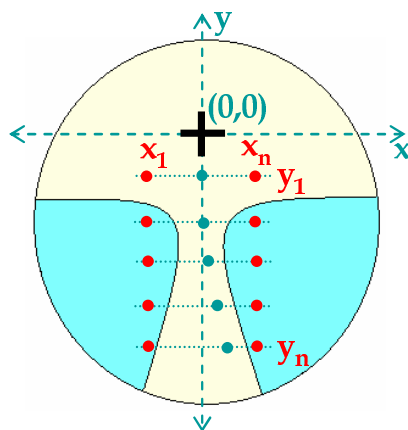


Figura 8.12: Esquema de medida del pasillo.

En el ejemplo de las figuras 8.10 y 8.11 registraríamos la matriz dióptrica para el interferograma cuyo centro se encuentra en la posición $(x = -1mm, y = -11mm)$. La anchura de pasillo que, en general, viene determinada por la línea de 0.50D de potencia cilíndrica [Jalie 2000], en $y=-11mm$ se corresponde con 3.5mm aproximadamente.

A continuación mostraremos el perfil de adición a lo largo de los pasillos de las lentes progresivas de la tabla 8.1 y veremos que el IDO permite, por ejemplo, comparar pasillos asociados a lentes con la misma prescripción y distintos fabricante.

8.3. VENTAJAS DEL IDO. ANÁLISIS DETALLADO DE LOS PASILLOS

En la figura 8.13 se muestran los resultados para la lente L_0 que se corresponde con una lente neutra de Adición 2.00D medida considerando una única configuración $\delta = +2000\mu m$. También se presenta una selección de los interferogramas medidos a lo largo de la línea central del pasillo observándose, como era de esperar, una disminución en el tamaño de las franjas a medida que nos desplazamos desde la zona de lejos (ZL) a la zona de cerca (ZC), ya que indica el aumento de potencia (la disminución del tamaño de las franjas es debido a que sólo se ha utilizado una única configuración diferencial).

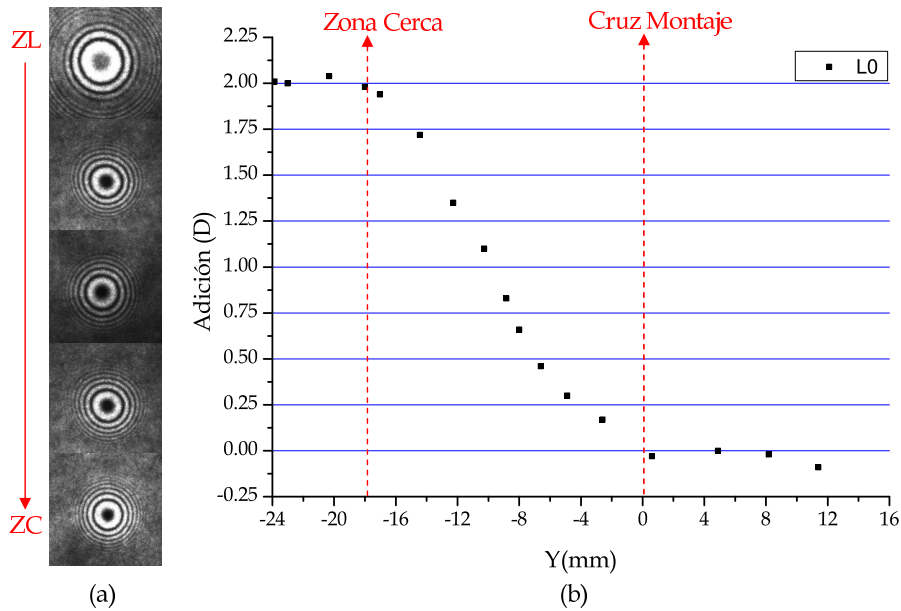


Figura 8.13: Análisis del pasillo. Lente L_0 : a) selección de interferogramas sobre el perfil de adición a lo largo del pasillo, b) perfil de la adición.

En la figura 8.14 se muestran los resultados para las lentes L_1 y L_2 que se corresponden con dos lentes con la misma prescripción de lejos pero distinta adición, distinta altura de montaje y distinto fabricante. Presentan diferencias en cuanto a longitud y adición.

En la figura 8.15 se muestra la superposición de los perfiles de adición asociados a los pasillos para las lentes L_3 , L_4 y L_5 . Los pasillos presentan diferencias debidas a las distintas adiciones y a las distintas alturas de montaje. La lente L_3 es la que alcanza antes el máximo de la adición.

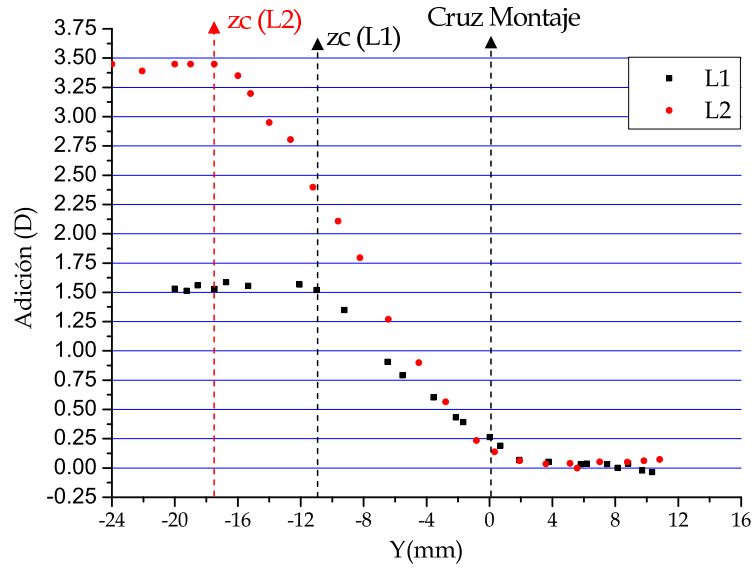


Figura 8.14: Perfiles de adición a lo largo de los pasillos de las lentes L_1 y L_2 .

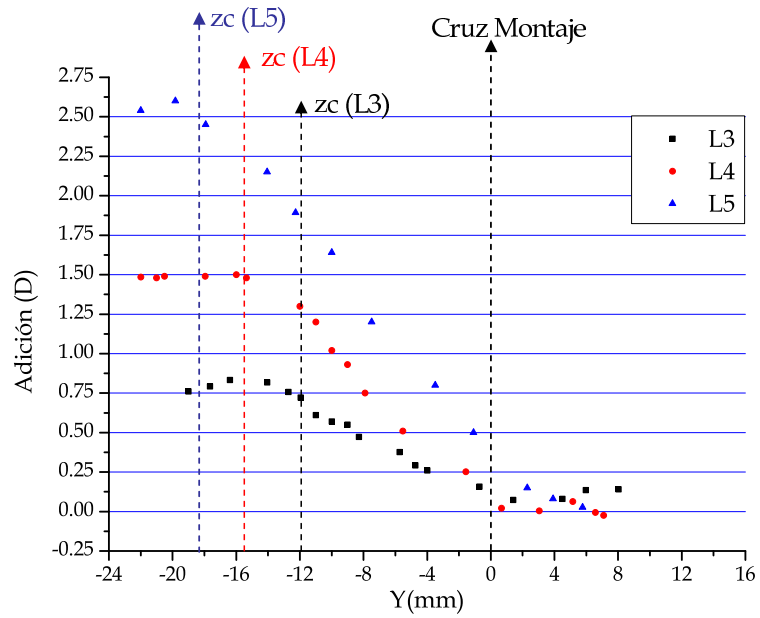


Figura 8.15: Perfiles de adición a lo largo de los pasillos de las lentes L_3 , L_4 y L_5 .

8.3. VENTAJAS DEL IDO. ANÁLISIS DETALLADO DE LOS PASILLOS

Y por último se muestra el perfil de la adición a lo largo del pasillo asociado a la lente L_6 , el cual no se ha podido medir en toda su longitud por las razones indicadas en la sección 8.2.

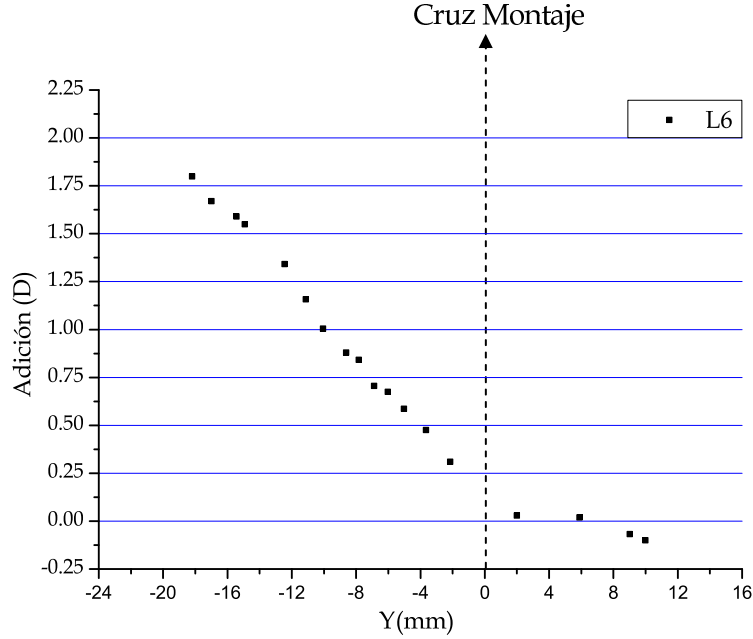


Figura 8.16: Perfil de adición a lo largo del pasillo de la lente L_6 .

Además de los perfiles de adición a lo largo de los pasillos asociados a las lentes de la tabla 8.1 hemos comparado los asociados a dos lentes con las mismas características, es decir, misma prescripción (sph +0.25D, add 2.25D), misma AM e inset pero de distintas casas comerciales (lente A y lente B, no incluidas en la tabla 8.1) y que se muestran en la figura 8.17. Se observa claramente que los diseños de los pasillos son diferentes. Las pendientes de la adición son ligeramente diferentes y la lente A comienza el aumento de potencia un par de milímetros antes, acabando aproximadamente en el mismo punto de la zona de cerca que la lente B. Cabe mencionar que la lente B se corresponde a un diseño antiguo obtenido mediante tecnología convencional [Meister *et al.* 2008 part2] y que el diámetro de las lentes es distinto, por eso la lente B tiene más puntos en la zona de cerca.

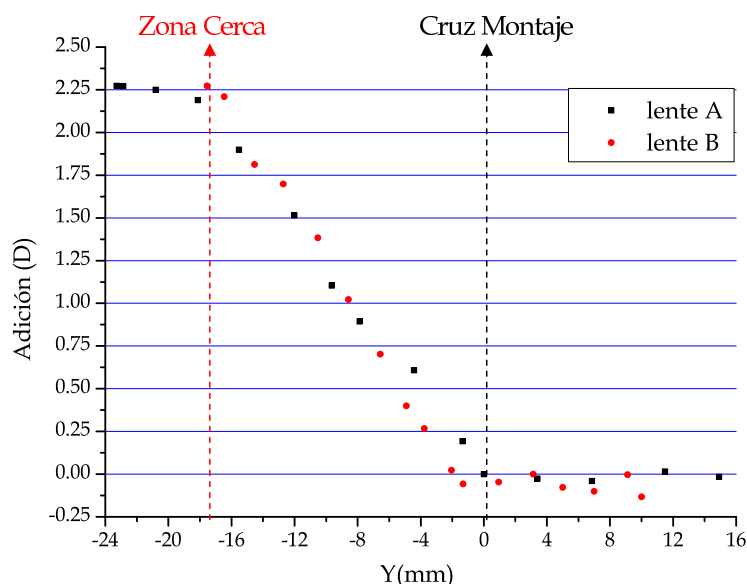


Figura 8.17: Perfiles de adición a lo largo de los pasillos de las lentes A y B.

En suma, podemos asegurar que el IDO permite caracterizar en detalle la zona más compleja de las lentes progresivas.

Resumen

El mapeado local de una lente progresiva se puede realizar con el IDO moviendo exclusivamente la lámina en dirección axial y transversal. Así el movimiento axial permite seleccionar el tamaño adecuado de las franjas para poder asegurar que la aproximación de orden dos es precisa, en un entorno de cada punto, y el movimiento transversal de la lámina permite seleccionar los puntos de medida de la fase esferocilíndrica local en el plano de la lente.

Se han realizado distintos análisis y comparaciones en un conjunto representativo de diferentes lentes progresivas existentes actualmente en el mercado. Se han comparado las medidas realizadas con el IDO con medidas realizadas con un equipo comercializado basado en una técnica de medida distinta a la que se propone en este trabajo, observando ligeras diferencias pero no significativas.

8.3. VENTAJAS DEL IDO. ANÁLISIS DETALLADO DE LOS PASILLOS

Este capítulo demuestra, por tanto, que hemos logrado el objetivo principal de este trabajo: la medida de la matriz dióptrica local de una lente progresiva. Sin embargo, el IDO presenta como ventaja añadida el poder seleccionar un conjunto de puntos en los que se desee analizar en detalle la variación de la prescripción local. Además, como veremos en el capítulo siguiente, el interferómetro permitirá medir también las aberraciones locales en entornos de un punto más amplios que los utilizados para el análisis local, convirtiéndolo así en un instrumento más versátil que los instrumentos comercializados en la actualidad.

*CAPÍTULO 8. CARACTERIZACIÓN DE LENTES PROGRESIVAS: MEDIDAS DE
LA MATRIZ DIÓPTRICA LOCAL MEDIANTE EL IDO*

CAPÍTULO 9

Caracterización de lentes progresivas: Aberraciones locales de una lente progresiva

En este capítulo demostraremos que el IDO permite medir en entornos de un punto de la lente más amplios que los utilizados para asegurar que la aproximación a fase esferocilíndrica es adecuada y, por tanto, nos proporcionará información sobre las aberraciones de orden superior, es decir, el IDO también se puede utilizar para estudiar la calidad de visión de las distintas zonas de la lente progresiva para distintos tamaños de pupila.

9.1. Análisis local a distintos diámetros

En esta sección demostraremos que, de nuevo, la combinación de movimiento axial y transversal de la lámina nos va a permitir registrar interferogramas con contraste aceptable en regiones más amplias que las utilizadas para asegurar una aproximación a orden dos precisa.

Para mostrar la capacidad del interferómetro de medir aberraciones locales hemos seleccionado cuatro puntos en cada una de las lente progresivas de la tabla 8.1, como se muestra esquemáticamente en la figura 9.1: uno en el pasillo (1), otro en la zona marginal (2), otro en la zona de cerca (3) y por último uno en la zona de lejos (4).

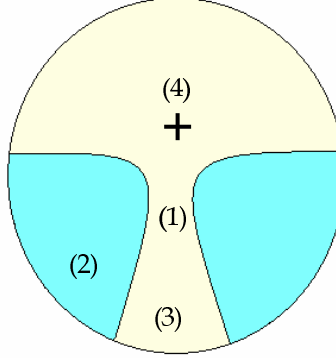


Figura 9.1: Zonas bajo análisis: 1) pasillo, 2) marginal, 3) cerca, 4) lejos.

Una vez seleccionado el punto alrededor del cual deseamos evaluar las aberraciones de la lente, desplazaremos axial y transversalmente la lámina de tal manera que el punto permanezca en el centro de la región de interferencia a medida que ésta aumenta de tamaño y muestra un número aceptable de franjas bien contrastadas.

Los interferogramas registrados para cada zona se procesan con el software comercial *Atmosfringe* [Riccardi 2005] que permite seleccionar la circunferencia dentro de la cual queremos evaluar la fase y de aquí evaluar la calidad óptica del entorno seleccionado en la lente progresiva.

Los datos de la fase se ajustan a los 9 primeros polinomios de Zernike listados en la expresión 9.1 para cualquier punto en la región de lejos y marginal o en zonas menores a 1.5mm¹. En las regiones del pasillo y de la zona de cerca mayores a 1.5mm se ajustan a los 16 primeros polinomios de Zernike [Wyant 1992]:

$$Z_0^0, Z_1^1, Z_1^{-1}, Z_2^0, Z_2^2, Z_2^{-2}, Z_3^1, Z_3^{-1}, Z_4^0, Z_3^3, Z_3^{-3}, Z_4^2, Z_4^{-2}, Z_5^1, Z_5^{-1}, Z_6^0 \quad (9.1)$$

y el programa proporciona los coeficientes del ajuste, la razón de Strehl, la MTF en dos secciones ortogonales y la PSF. También podemos obtener los interferogramas simulados y comprobar si coinciden con los medidos experimentalmente. Por tanto

¹El orden de los polinomios de Zernike se escogen de menor a mayor en la suma de las frecuencias radiales y azimutales.

9.1. ANÁLISIS LOCAL A DISTINTOS DIÁMETROS

una comparación visual nos da idea de la calidad del ajuste. Además el programa permite simular interferogramas eliminando cualquiera de los coeficientes de Zernike. Por ejemplo, para ver las aberraciones residuales, incluyendo el astigmatismo, eliminaremos los coeficientes asociados al desenfoque y a las inclinaciones.

En las figuras 9.2-9.4 mostramos algunos ejemplos de los interferogramas que se observan en distintas zonas de una lente progresiva sin cilindro de prescripción para distintas posiciones de la lámina, y los interferogramas simulados que han sido calculados a partir de los coeficientes de Zernike obtenidos del ajuste. Se puede observar el cambio en el número de franjas, su contraste y el tamaño de la región de interés (en verde). Se muestra también un interferograma no apto para este análisis debido a que sólo presenta una franja y no es fiable el máximo central, de hecho es un mínimo.

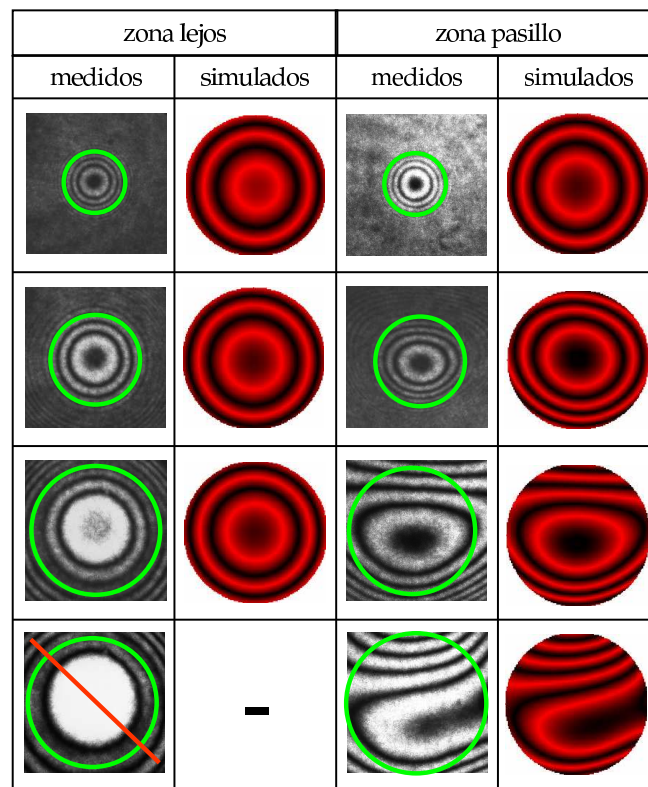


Figura 9.2: Interferogramas obtenidos desplazando axial y transversamente la lámina en la zona de lejos y del pasillo, y los correspondientes interferogramas reconstruidos.

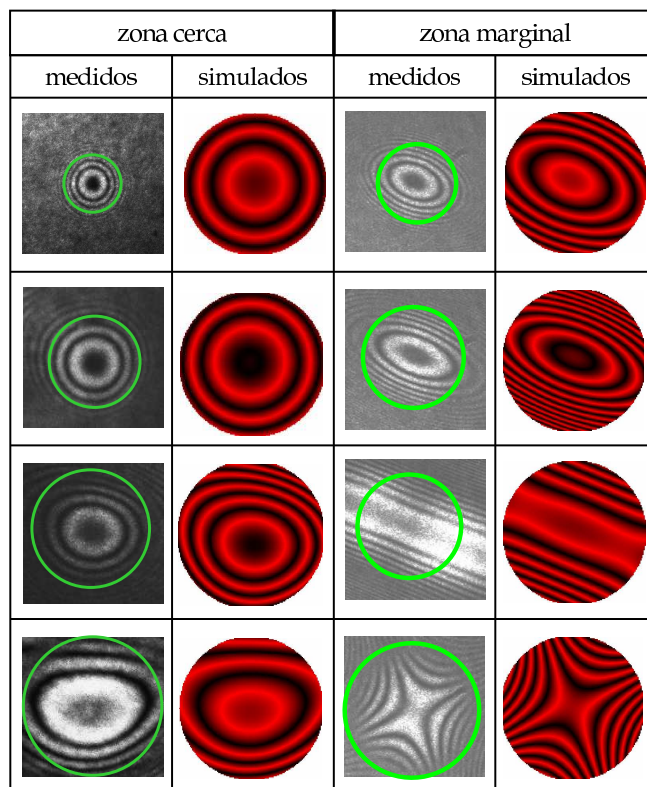


Figura 9.3: Interferogramas obtenidos desplazando axial y transversamente la lámina en la zona de cerca y zona marginal, y los correspondientes interferogramas reconstruidos.

Mediante desplazamientos de la lámina también se pueden generar franjas cerradas con máximo central o franjas abiertas en la zona de interés, los cuales son tratados de igual manera por el programa, siendo los interferogramas simulados iguales a los medidos (figura 9.4).

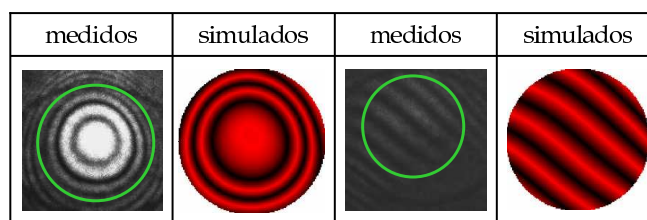


Figura 9.4: Interferogramas obtenidos desplazando axial y transversamente la lámina en la zona de cerca y los correspondientes interferogramas reconstruidos.

9.1. ANÁLISIS LOCAL A DISTINTOS DIÁMETROS

Para ilustrar los resultados que se pueden esperar del IDO presentamos en este capítulo el análisis detallado sólo para la lente L_2 (figuras 9.5 - 9.8), por ser la lente con mayor adición y, por tanto, la que presente mayores niveles de astigmatismo [Minkwitz 1963]. El análisis del resto de las lentes progresivas de la tabla 8.1 se expone en el apéndice B.

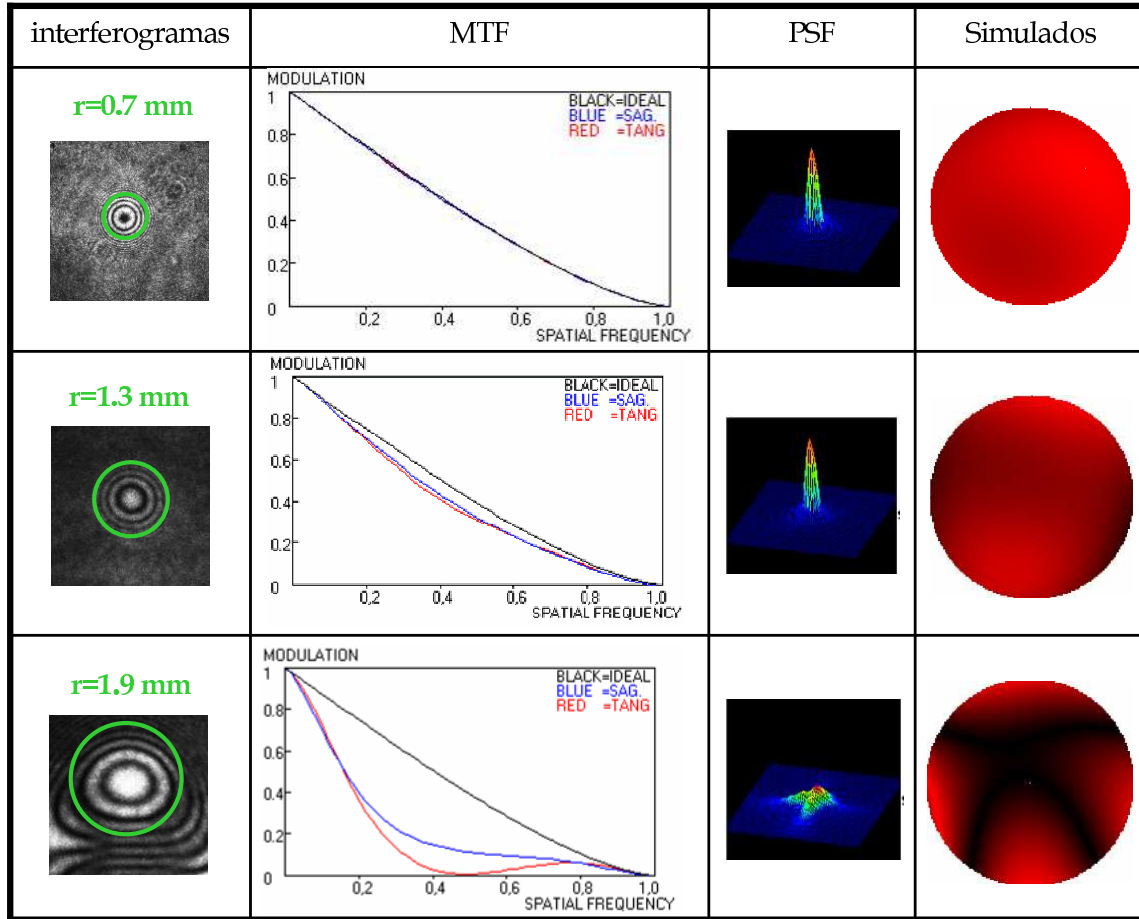
En las figuras 9.5 - 9.8 presentamos en las primeras columnas los interferogramas medidos con el IDO, enmarcando con un círculo verde la región en la que se evalúan los interferogramas; en las segundas y terceras columnas las MTF's y las PSF's respectivamente. A partir de los coeficientes de Zernike se simulan los interferogramas experimentales, cuarta columna, en los que hemos eliminado los términos de desenfoque, Z_2^0 (esfera local) y de inclinaciones Z_1^1, Z_1^{-1} (prismas locales). A cada figura asociamos una tabla que contiene el radio de la región de interés, el valor del error rms del ajuste, la aberración total de pico a valle (PV) y el valor del rms de la fase una vez eliminados términos de esfera y prismas. También se proporcionan los valores de la razón de Strehl y de las aberraciones significativas.

Con el fin de analizar el cambio de las aberraciones con el tamaño de la región de interés se representa en la figura 9.9 los valores de astigmatismo, coma y aberración esférica, en función del radio de la región. Las zonas que presentan mayor variación de los valores de las aberraciones con el tamaño de la franja son la zona de cerca y la zona del pasillo, donde astigmatismo y coma van aumentando a medida que aumenta el radio, mientras que la aberración esférica permanece constante en torno a cero; siendo claramente el astigmatismo la aberración predominante.

Finalmente, en la figura 9.10 se representan las razones de Strehl. Se ve nuevamente cómo la zona de lejos y la zona marginal tienen valores constantes, independientemente del tamaño de la franja, mientras que en la zona de cerca y el pasillo la razón de Strehl decae fuertemente a medida que aumentamos el radio de la zona bajo análisis.

El *trefoil* no se ha incluido en las figuras 9.9 y 9.10 ya que no en todos los casos analizados se ha ajustado a 16 polinomios de Zernike.

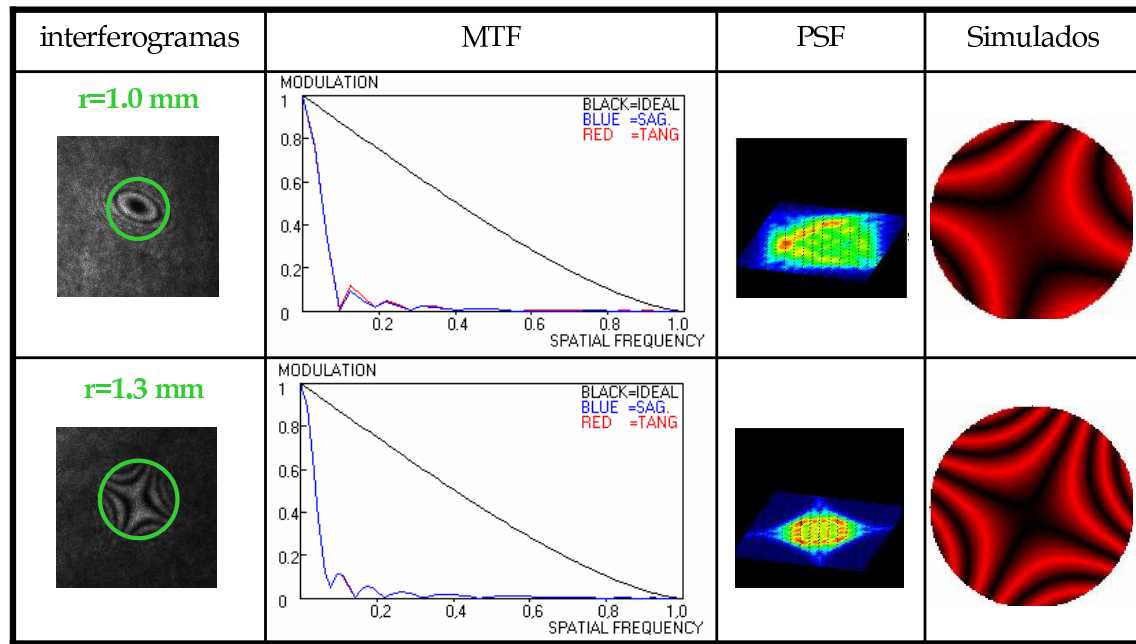
CAPÍTULO 9. CARACTERIZACIÓN DE LENTES PROGRESIVAS:
ABERRACIONES LOCALES DE UNALENTE PROGRESIVA



r (mm)	0.7	1.3	1.9
rms error de ajuste (ondas)	0.054	0.045	0.054
PV (ondas)	0.152	0.211	1.095
rms (ondas)	0.025	0.038	0.209
Strehl	0.975	0.945	0.178
Astigmatismo orden 2(ondas)	0.05	0.175	0.976
Coma (ondas)	0.198	0.101	0.454
Trefoil (ondas)	-	-	0.45
Aberración esférica (ondas)	-0.031	-0.098	-0.042

Figura 9.5: Análisis de distintos diámetros en la zona del pasillo para L_2 .

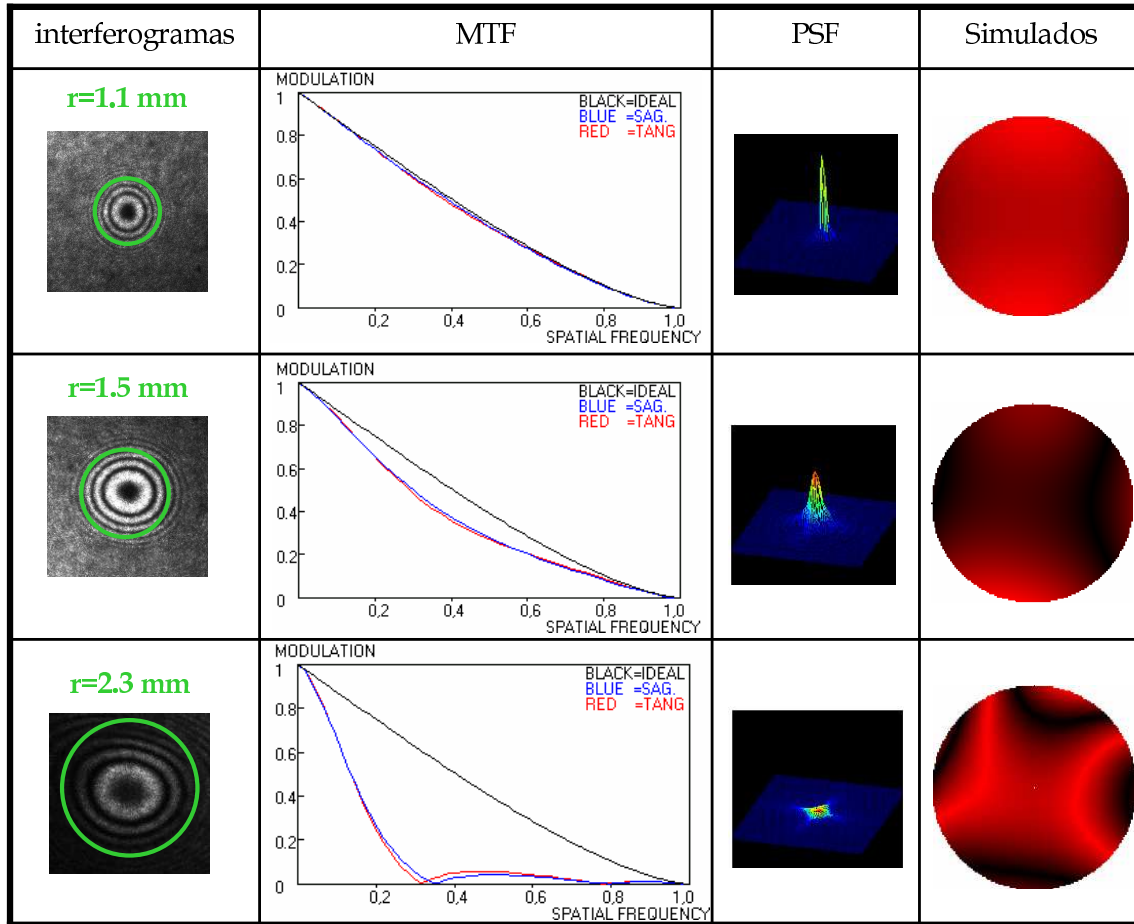
9.1. ANÁLISIS LOCAL A DISTINTOS DIÁMETROS



r (mm)	1.0	1.3
rms error de ajuste (ondas)	0.039	0.036
PV (ondas)	3.433	4.346
rms (ondas)	0.699	0.892
Strehl	0	0
Astigmatismo orden 2(ondas)	3.44	4.436
Coma (ondas)	0.397	0.033
Trefoil (ondas)	-	-
Aberración esférica (ondas)	-0.059	-0.002

Figura 9.6: Análisis de distintos diámetros en la zona marginal para L_2 .

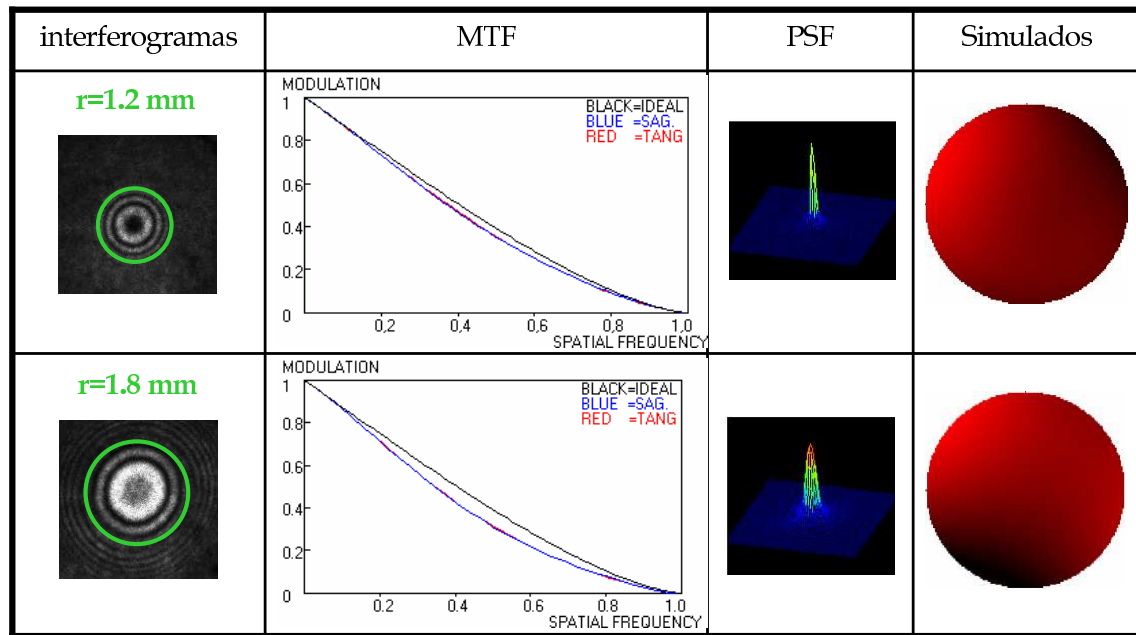
CAPÍTULO 9. CARACTERIZACIÓN DE LENTES PROGRESIVAS:
ABERRACIONES LOCALES DE UNALENTE PROGRESIVA



r (mm)	1.1	1.5	2.3
rms error de ajuste (ondas)	0.04	0.028	0.083
PV (ondas)	0.295	0.533	1.327
rms (ondas)	0.057	0.104	0.26
Strehl	0.88	0.654	0.069
Astigmatismo orden 2(ondas)	0.283	0.518	1.293
Coma (ondas)	0.035	0.071	0.213
Trefoil (ondas)	-	-	0.642
Aberración esférica (ondas)	-0.099	-0.076	-0.062

Figura 9.7: Análisis de distintos diámetros en la zona de cerca para L_2 .

9.1. ANÁLISIS LOCAL A DISTINTOS DIÁMETROS



r (mm)	1.2	1.8
rms error de ajuste (ondas)	0.03	0.031
PV (ondas)	0.186	0.277
rms (ondas)	0.039	0.057
Strehl	0.914	0.879
Astigmatismo orden 2(ondas)	0.19	0.282
Coma (ondas)	0.005	0.015
Trefoil (ondas)	-	-
Aberración esférica (ondas)	-0.092	-0.022

Figura 9.8: Análisis de distintos diámetros en la zona de lejos para L_2 .

CAPÍTULO 9. CARACTERIZACIÓN DE LENTES PROGRESIVAS: ABERRACIONES LOCALES DE UNALENTE PROGRESIVA

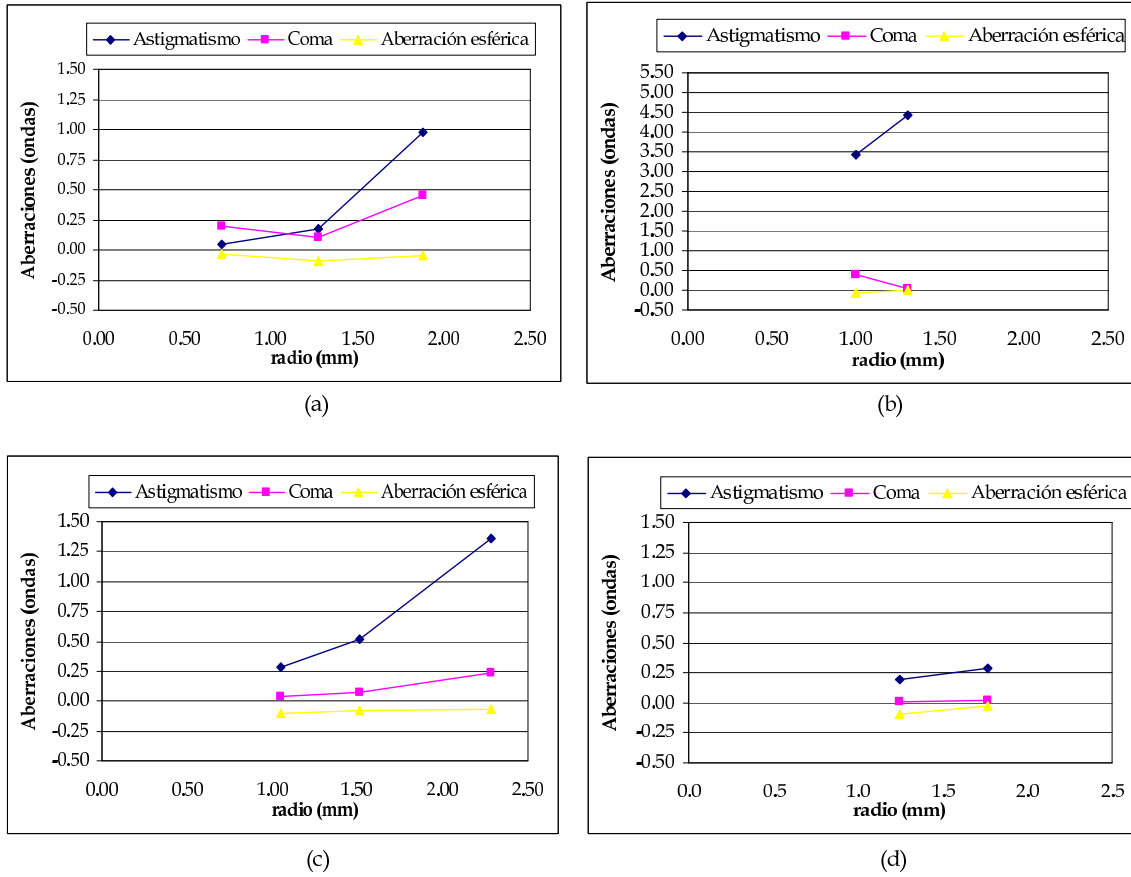


Figura 9.9: Dependencia de las aberraciones con el tamaño de las franjas para las distintas zonas de L_2 : a) pasillo, b) zona marginal, c) zona de cerca, d) zona de lejos.

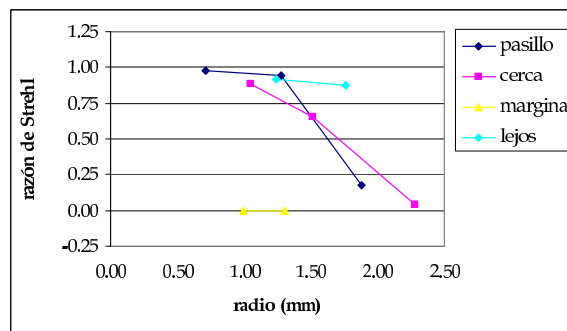


Figura 9.10: Dependencia de la razón de Strehl con el tamaño de las franjas para las distintas zonas de L_2 .

9.1. ANÁLISIS LOCAL A DISTINTOS DIÁMETROS

Del análisis de aberraciones locales realizado sobre las 7 lentes de la tabla 8.1 (Apéndice B) podemos concluir lo siguiente:

◁ La fuerte presencia de astigmatismo en las zonas marginales enmascara la existencia de otras posibles aberraciones de alto orden. Por lo que para dicha zona hemos considerado un ajuste a 9 polinomios de Zernike.

◁ Tanto la zona del pasillo como la de cerca presentan un comportamiento más variable. En ellas se ha aplicado un ajuste a 9 polinomios para radios menores a 1.5mm y de 16 polinomios para radios mayores a 1.5mm. Hay varias excepciones (L_0 en la zona de cerca y L_3 y L_5 en el pasillo y en la zona de cerca) en los que, para algunos radios mayores a 1.5mm, el ajuste óptimo se corresponde al de 9 polinomios. Además es importante resaltar que, en el caso de las lentes con cilindro de prescripción, la presencia de cuarto orden en los polinomios de Zernike es más difícil de medir debido a la fuerte presencia del astigmatismo en todas las zonas de la lente.

◁ El valor rms del ajuste es inferior a 0.09 ondas.

◁ La aberración esférica de todas las lentes es del orden del rms del ajuste, por tanto, no significativa.

◁ La zona de lejos y la zona marginal presentan solamente dos interferogramas, en todas las lentes analizadas, incluso en las que no hay cilindro de prescripción. Esto es debido a que por un lado, en la zona de lejos no hay presencia de aberraciones de alto orden y en la zona marginal hay una fuerte presencia del astigmatismo; por tanto, el valor de las aberraciones elevadas en el orden establecido por cuarto orden es menos fiable.

◁ La zona de cerca y el pasillo son las que presentan mayor variación en las aberraciones al aumentar el tamaño de las franjas debido a que el gradiente de potencia es más fuerte. Eso provoca que, para diámetros pequeños, podamos obtener zonas donde la aproximación a fase esferocilíndrica sea buena y empeora a medida que aumenta el tamaño de la región que medimos. Por ello se han seleccionado tres tamaños distintos para el análisis.

◁ El análisis realizado a las lentes L_1 y L_4 , que se corresponden a lentes con las mismas características pero de distintas casas comerciales, no presenta ninguna diferencia cualitativa dentro de los márgenes de error de los ajustes.

◁ Cabe resaltar que tras el análisis de siete lentes que presentan características distintas las aberraciones medidas son cualitativamente las mismas aunque numéricamente los valores de dichas aberraciones son diferentes.

◁ Por último debemos hacer constar que, el análisis de las aberraciones que presentamos en este trabajo para las distintas regiones del orden de 2mm de radio coinciden cualitativamente con el realizado por Villegas [Villegas *et al.* 2003, Villegas *et al.* 2004, Villegas *et al.* 2006] para pupilas de 2.25mm de radio sobre varias lentes progresivas neutras con adición 2.00D. De nuestro análisis se concluye que la existencia de aberraciones de orden superior en lentes progresivas depende de la zona bajo análisis, siendo el pasillo la región más crítica, donde la existencia de aberraciones de orden tres y cuatro es más notable, sobre todo coma y *trefoil*, siendo la aberración esférica despreciable en todas ellas. Y en las zonas marginales el astigmatismo predomina respecto a cualquier otra aberración.

◁ Es importante también resaltar el hecho de que en este trabajo el estudio que se ha realizado no es tan detallado y exhaustivo como en [Villegas *et al.* 2003, Villegas *et al.* 2004, Villegas *et al.* 2006] pues el objetivo fundamental es demostrar la capacidad del IDO para la caracterización de aberraciones de orden superior en lentes progresivas de una manera mucho más sencilla, sin necesidad de añadir ningún elemento adicional en el IDO.

9.2. Mapas totales de la fase de lentes progresivas

En la sección anterior hemos demostrado que para el mismo tamaño de orificio ($7.5\mu\text{m}$ de radio) que el utilizado para los mapas locales de orden dos el IDO permite registrar interferogramas con un contraste aceptable en regiones de hasta 2.0mm de radio y, por tanto, nos proporcionarán información sobre las aberraciones de orden superior a dos para distintos tamaños de pupila. En esta sección, sólo a título informativo, ya que no es el objetivo principal de este trabajo, vamos a demostrar que con un orificio de $3.5\mu\text{m}$ de radio y el mismo coeficiente de transmisión usado en los apartados anteriores, podemos registrar la fase sobre una zona mucho más amplia de la lente oftálmica. Para mantener una cierta analogía en las definiciones

9.2. MAPAS TOTALES DE LA FASE DE LENTES PROGRESIVAS

utilizadas para los análisis locales de las lentes progresivas hemos denominado a estos interferogramas mapas totales de la lente progresiva.

Para obtener los mapas totales hemos trabajado mayoritariamente en configuración diferencial, compensando parte de la potencia. De esta forma, en todos los interferogramas, tendremos un máximo central en las proximidades de la región de lejos, mientras que en las proximidades de la región de cerca tendremos un mínimo central. Esto se debe a que al trabajar en configuración diferencial la lámina se sitúa entre las líneas focales que corresponderían a la zona de lejos y a la zona de cerca.

Lentes con la misma adición y distinta potencia

En la figura 9.11 se exponen los interferogramas asociados a dos lentes con la misma adición pero de distinta potencia en la zona de lejos.

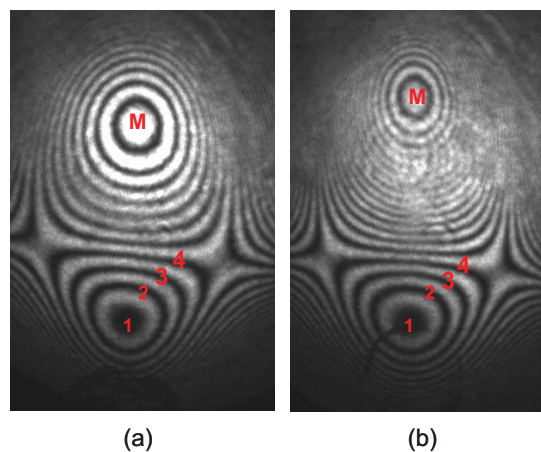


Figura 9.11: Mapas totales:(a) sph.+0.25D, add.2.25D (b) sph.+1.50D, add.2.25D.

Para poder compararlos hemos buscado en torno al mínimo (nº1 en las figuras 9.11.a y 9.11.b) el mismo número de franjas cerradas (2 y 3) hasta que aparecen zonas con franjas claramente hiperbólicas (franja nº4 en las figuras 9.11.a y 9.11.b). De esta forma, al tener el mismo número de franjas cerradas en la zona de cerca, cambiará el número de franjas cerradas en torno al máximo ('M' en las figuras 9.11a y 9.11b), dependiendo del valor de la potencia de lejos.

Para obtener el mismo número de franjas en la zona de cerca hemos tenido que desplazar la lámina, axial y transversalmente, cantidades distintas en cada caso ya que la potencia que hemos tenido que compensar es distinta. Se observarán más franjas en torno al máximo 'M' en aquella lente que presente más potencia en la zona de lejos, como vemos en la figura 9.11.

Lentes con misma potencia y distinta adición

A continuación se exponen los interferogramas asociados a dos lentes con distinta adición y misma potencia en la zona de lejos.

Igual que en el caso anterior y como podemos observar en la figura 9.12, a mayor adición, tendremos más franjas en torno al máximo 'M'.

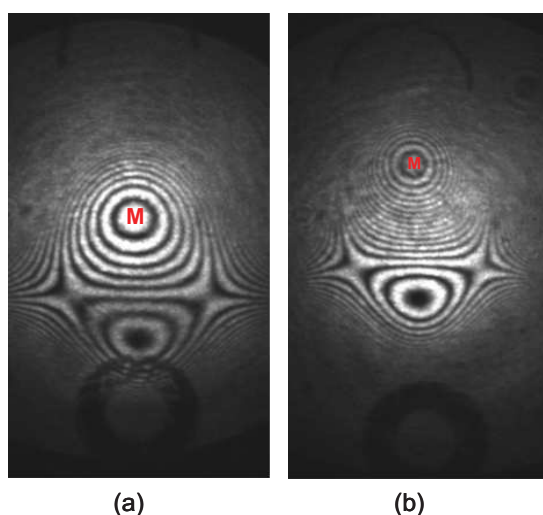


Figura 9.12: Mapas totales: (a) sph.+0.75D y add.1.75D, (b) sph.+0.75D y add.3.00D.

Lentes con la misma adición, misma potencia y de distintas AM

En la figura 9.13 se muestran los interferogramas obtenidos para dos lentes con la misma prescripción (sph.+0.25D, add.2.50D) y distintas alturas de montaje. Para obtener dichos interferogramas hemos desplazado la lámina transversal y axialmente la misma cantidad en ambos casos.

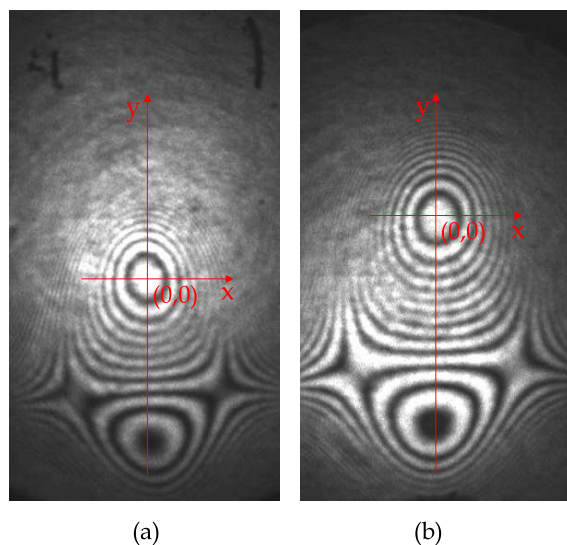


Figura 9.13: Mapas totales (sph.+0.25D y add.2.50D): (a) AM 16, (b) AM 19.

En la figura 9.14 se representa el orden de interferencia (m) de los interferogramas correspondientes a la figura 9.13 frente a la posición en la superficie de la lente.

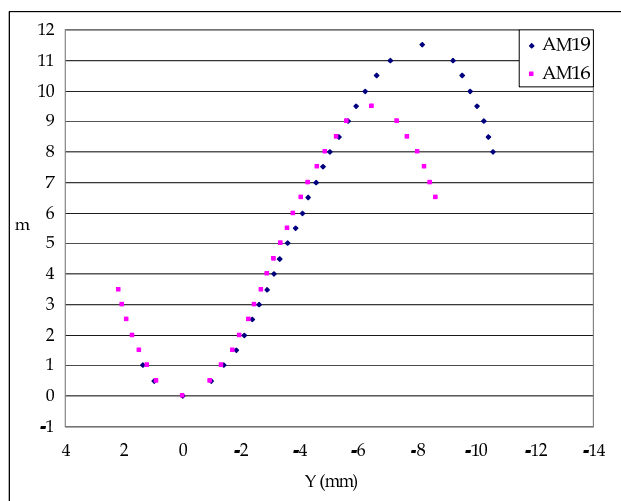


Figura 9.14: Orden de interferencia frente a la posición correspondientes a la figura 9.13.

Las curvaturas de las franjas cercanas a los máximos y a los mínimos de la figura 9.14 son aproximadamente iguales en ambas lentes (conviene acentuar de nuevo el hecho de que la lámina está en la misma posición en ambos casos). Como sabemos,

las curvaturas cercanas a los máximos y a los mínimos están relacionadas con las potencias locales en esos puntos, por tanto, podemos concluir que las potencias en esas zonas son iguales en ambas lentes. Y en cuanto a la longitud de los pasillos, el pasillo asociado a la lente con AM 19 es aproximadamente 2mm más largo que el asociado a la lente con AM 16.

Lente negativa

En la figura 9.15 se presenta el caso de una lente cuya potencia de lejos es negativa (prescripción: sph.-0.50D, add.1.25D) y cuyo mapa total ha sido obtenido trabajando en configuración absoluta.

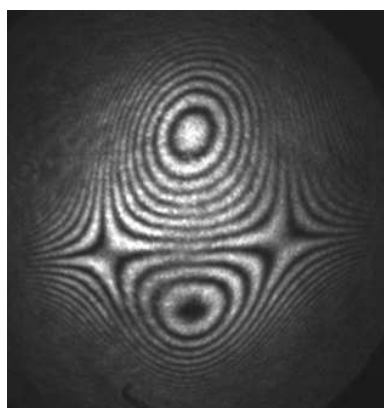


Figura 9.15: Mapa total de una lente negativa en configuración absoluta.

Lente cilíndrica

Para concluir se muestra en la figura 9.16 el caso de una lente cuya potencia en la región de lejos es cilíndrica (prescripción: cyl.-0.75D, 15°, add. 2.25D).

El interferograma asociado a una lente progresiva de potencia cilíndrica presenta franjas hiperbólicas en la región de lejos debido a que al trabajar en configuración diferencial introducimos una componente esférica de signo opuesto a la componente cilíndrica; mientras que en la región de cerca seguiremos teniendo un mínimo aunque

9.2. MAPAS TOTALES DE LA FASE DE LENTES PROGRESIVAS

la orientación de los ejes de la elipse han rotado respecto al caso de la potencia esférica.

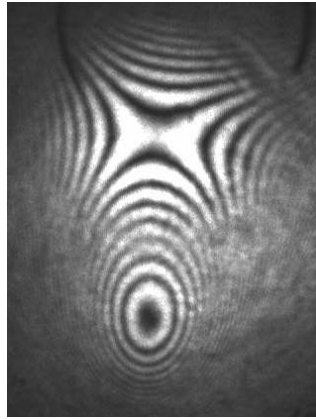


Figura 9.16: Mapa total asociado a la lente con cilindro de prescripción: cyl.+0.75D,105°,add.2.25D.

Resumen

En este capítulo se ha demostrado que el IDO permite el análisis cuantitativo de las aberraciones en zonas de distintos tamaños, en torno a varios puntos en todas las zonas que caracterizan la lente progresiva, sin ningún cambio respecto al montaje utilizado para la evaluación de las matrices de potencia locales. Así mismo, el análisis nos ha permitido corroborar que en zonas circulares de radios de hasta 2.6mm no hay aberraciones significativas de orden superior a cuatro.

También hemos demostrando que, reduciendo las dimensiones del orificio es posible obtener mapas totales de la fase asociados a la zona central de las lentes progresivas.

*CAPÍTULO 9. CARACTERIZACIÓN DE LENTES PROGRESIVAS:
ABERRACIONES LOCALES DE UNA LENTE PROGRESIVA*

Parte IV

Conclusiones y futuras líneas de trabajo

Conclusiones

- Se diseñó e implementó un instrumento de medida de lentes progresivas basado en el interferómetro de difracción por punto. El componente principal es una lámina semitransparente con un agujero en su centro. Lo hemos denominado 'interferómetro de difracción por orificio', IDO, ya que el radio del agujero utilizado es mucho mayor que radios típicos del disco de Airy. Esta modificación lo convierte en un interferómetro de baja precisión pero gran rango dinámico.
- El IDO es fácil de implementar y de alinear, robusto ante vibraciones y de bajo coste.
- El rango dinámico del aparato lo define, en esencia, la relación 'transmitancia-radio del agujero'. Se controla y se amplía con el movimiento axial de la lámina. El movimiento transversal permite seleccionar el conjunto de puntos de la lente cuyas propiedades ópticas se desean medir.
- El movimiento combinado, axial y transversal, de la lámina permite seleccionar el tamaño de la región de interferencia alrededor de cada punto de la lente. En este trabajo logramos detectar patrones de interferencia con visibilidad aceptable en regiones circulares con radios que oscilan entre 0.4mm y 7.0mm.
- Se demostró que, en los entornos de cualquier punto de la lente con un radio inferior a 1.5mm las franjas de interferencia son elipses concéntricas, lo que indica que la fase producida por la lente en dicho entorno es esferocilíndrica. Por tanto, del valor de los semiejes y del ángulo respecto al sistema de coordenadas de la primera franja con intensidad mínima, se puede extraer fácilmente la prescripción local de la lente. El rango dinámico

del interferómetro de este trabajo permite medir de $-10.00D$ a $+10.00D$, con una precisión mejor que $0.10D$.

- El IDO permite la selección del número de puntos de medida y su posición.
- Se caracterizaron con el IDO y con el Rotlex Class Plus siete lentes progresivas distintas, que consideramos representativas de los modelos y prescripciones actuales en el mercado. Se obtuvieron resultados comparables en regiones centrales de las lentes, dentro del error experimental de ambos aparatos. Las discrepancias fundamentales se deben al menor número de puntos utilizados en el IDO, dado el carácter manual de la toma de medidas.
- La capacidad de selección de puntos de medida permitió medir y comparar el perfil de adición a lo largo del pasillo de distintas lentes progresivas.
- Se demostró que el IDO también permite analizar con precisión entornos de un punto en cualquiera de las zonas de la lente con radios comprendidos entre $0.5mm$ y $2.6mm$. En estas regiones las franjas de interferencia no siempre son elipses, dada la presencia de aberraciones que aumenta en valor y orden a medida que aumentan el radio de la región de interés.
- El IDO también permite el análisis de la distorsión de fase producida por la lente en zonas amplias, hasta $10mm$ de radio, lo que permite una fácil inspección y análisis cualitativo del tipo de lente que se va a caracterizar.

Los resultados de ese trabajo demuestran la posibilidad de convertir el IDO en un aparato que compita en precisión, rango dinámico y resolución espacial con los aparatos actualmente en el mercado; presentando como ventajas adicionales el análisis de la variación de las aberraciones con el tamaño de la región de interés y el análisis detallado de la región del pasillo con la determinación de su forma y longitud.

Futuras líneas de trabajo

El objetivo principal de este trabajo ha sido el desarrollo de las bases sólidas para el diseño de un prototipo básico de mapeador de lentes progresivas. Su aplicabilidad, precisión y rango dinámico pueden mejorarse. Quedan, por tanto, abiertas ciertas líneas de trabajo que deberían ser continuadas.

En mi opinión, los siguientes pasos a seguir serían:

- Automatizar y mejorar el proceso de adquisición de imágenes que permitiría aumentar considerablemente el número de medidas (en las zonas de interés) y la calidad de los interferogramas.
- Estudiar la viabilidad de usar más partes móviles en el dispositivo con el fin de aumentar el rango dinámico y la región de análisis de la lente.
- Estudiar la viabilidad de usar láminas con varios orificios, reduciendo así el tiempo de toma de medidas.
- Mejorar la relación 'transmitancia-tamaño del orificio' para mejorar la visibilidad de las franjas.
- Adaptar el sistema para iluminación fuera de eje y poder analizar el astigmatismo oblicuo en las lentes oftálmicas.
- Medir simultáneamente el prisma local mediante el control de la posición transversal de la lámina.
- Estudiar la aplicación del mismo dispositivo a otro tipo de componentes ópticos oftálmicos.

Parte V

Apéndices

APÉNDICE A

Procesado de las franjas interferenciales

En el capítulo 8 de este trabajo se ha demostrado que, con desplazamientos axiales y transversales de la lámina se puede obtener, en un entorno de cada punto de una lente progresiva, un pequeño patrón de franjas elípticas centradas en él. También se ha demostrado en el capítulo 5 que a partir de los valores de los semiejes de la primera elipse con intensidad mínima, así como de su ángulo de inclinación respecto al sistema de coordenadas elegido, se puede extraer la matriz dióptrica local en cada punto de la lente. En esta sección explicaremos cómo se realiza el procesado de las franjas para extraer dichos valores [Robinson *et al.* 1993].

Partiendo de la imagen recogida por la cámara CCD de un patrón de franjas elípticas (figura A.1), en primer lugar se mejora el contraste de las franjas mediante un proceso de ecualización (figura A.2.a).

A continuación procedemos a un filtrado espacial para suavizar el ruido de las imágenes (figura A.2.b). El filtrado se realiza mediante convolución de la imagen con un filtro gaussiano [Hariharan *et al.* 1993, González *et al.* 2008, González *et al.* 2009].

Posteriormente se invierte el contraste de las franjas (figura A.2.c) convirtiendo los mínimos interferenciales, que son el objetivo del análisis, en máximos y se aplica un proceso de adelgazamiento, afinado o *thinning* de las franjas (figura A.2.d). Este procedimiento nos proporciona una imagen binaria de los primeros mínimos pero puede dejar pequeñas líneas parasitas que se eliminan mediante un proceso de poda o *prunning* (figura A.2.e).

Por último se selecciona la primera elipse con un método de extracción de componentes conectados y a partir de ella se calculan los radios y el ángulo de la elipse (figura A.2.f), ajustando por el método de mínimos cuadrados [Sánchez del Río 1989] las coordenadas de los puntos seleccionados a una elipse.

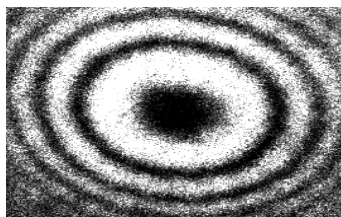


Figura A.1: Pre-procesado de las imágenes: imagen original.

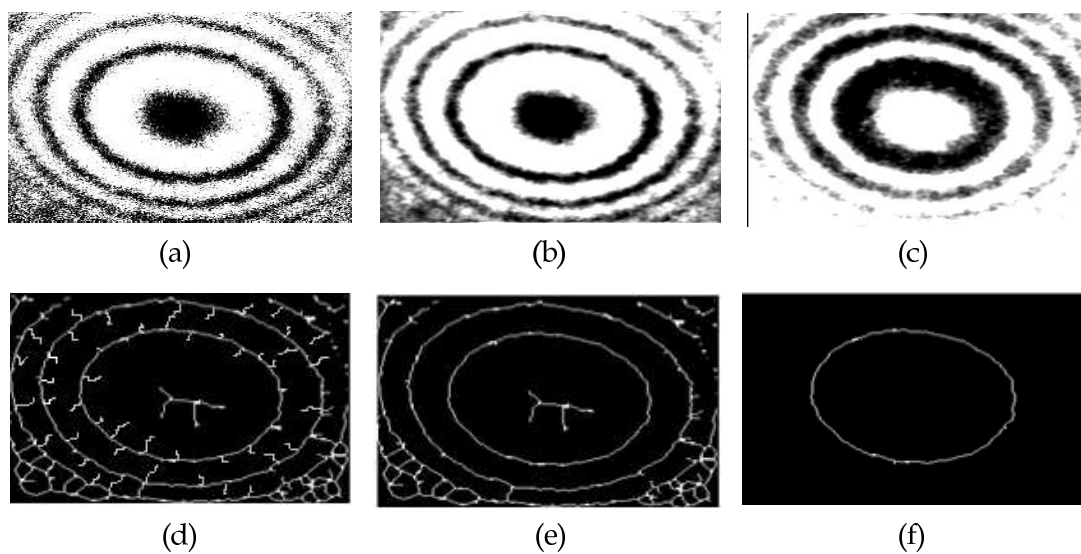


Figura A.2: Pre-procesado de las imágenes: a) imagen ecualizada, b) imagen suavizada, c) inversión de contraste d) adelgazamiento de las franjas, e) podado, f) detección del primer mínimo.

Los programas han sido realizados en Mathcad.

Este proceso se aplica tanto a las medidas realizadas para la calibración del dispositivo como para el análisis de las franjas obtenidas de las medidas de las lentes monofocales y progresivas.

APÉNDICE B

Análisis de las aberraciones locales de las lentes progresivas

En este apéndice se muestra el análisis detallado de las aberraciones locales de orden superior en todos los interferogramas medidos para las cuatro zonas principales de la lente progresiva (pasillo, zona marginal, zona de cerca y zona de lejos) de la tabla B.1, obtenidos para distintas configuraciones diferenciales¹.

lente	esfera	cilindro	eje	adición	AM	inset	fabricante
L_0	0.00	0.00	0.00	2.00	19	2.5	fabr 1
L_1	-2.00	0.00	0.00	1.50	16	2.5	fabr 2
L_2	-2.00	0.00	0.00	3.50	19	2.5	fabr 1
L_3	0.00	-2.00	90	0.75	14	2.5	fabr 2
L_4	-2.00	0.00	0.00	1.50	16	2.5	fabr 1
L_5	+2.00	0.00	0.00	2.50	22	2.5	fabr 2
L_6	-5.00	-1.00	180	2.00	22	2.5	fabr 1

Tabla B.1: Datos de las lentes progresivas

¹La zona de cerca de la lente L_6 no se ha podido analizar en la configuración $2f - 2f$.

Los interferogramas han sido procesados con un software comercial *Atmosfringe* [Riccardi 2005] que permite seleccionar una región de interés circular dentro de la cual se evaluará la fase y, por tanto, la calidad óptica del entorno seleccionado en la lente progresiva.

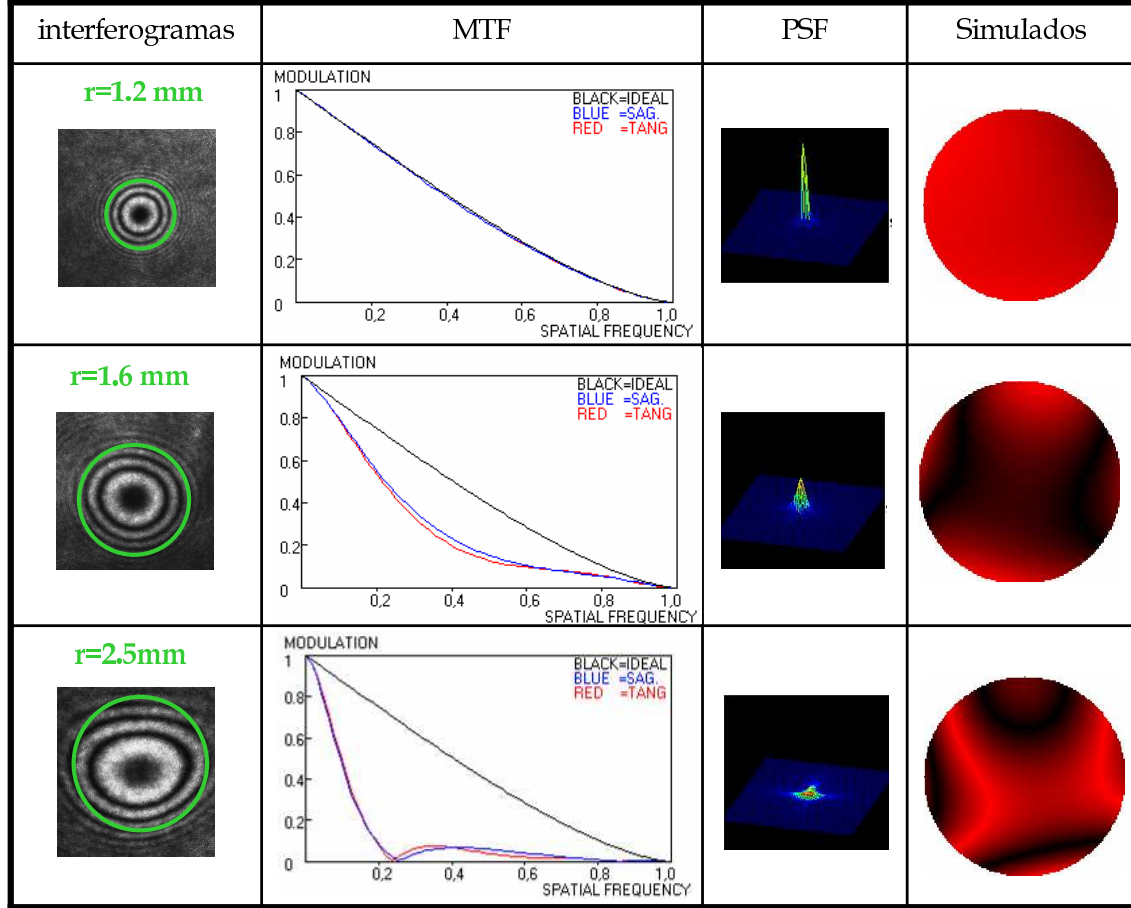
Los datos de la fase se han ajustado a los 9 primeros polinomios de Zernike listados en la expresión B.1 para cualquier región de lejos y marginal o en zonas menores a 1.5mm. En las regiones del pasillo y de la zona de cerca mayores a 1.5mm la fase se ajusta a los 16 primeros polinomios de Zernike [Wyant 1992] aunque en algunos casos el ajuste a los nueve primeros polinomios será suficiente.

$$Z_0^0; Z_1^1, Z_1^{-1}, Z_2^0, Z_2^2, Z_2^{-2}, Z_3^1, Z_3^{-1}, Z_4^0, Z_3^3, Z_3^{-3}, Z_4^2, Z_4^{-2}, Z_5^1, Z_5^{-1}, Z_6^0 \quad (\text{B.1})$$

En las figuras B.1-B.27 se muestran todos los interferogramas analizados. Además se muestran, para cada interferograma, las curvas MTF en dos secciones ortogonales, las PSF y los interferogramas sintéticos reconstruidos a partir del análisis de aberraciones eliminando los desenfoques y los desplazamientos.

A cada figura se le ha asociado una tabla que contiene el radio de la región de interés, el error rms del ajuste, la aberración total de pico a valle (PV) y el valor del rms de la fase una vez eliminados términos de esfera y prisma. También se proporcionan los valores de la razón de Strehl y de las aberraciones significativas.

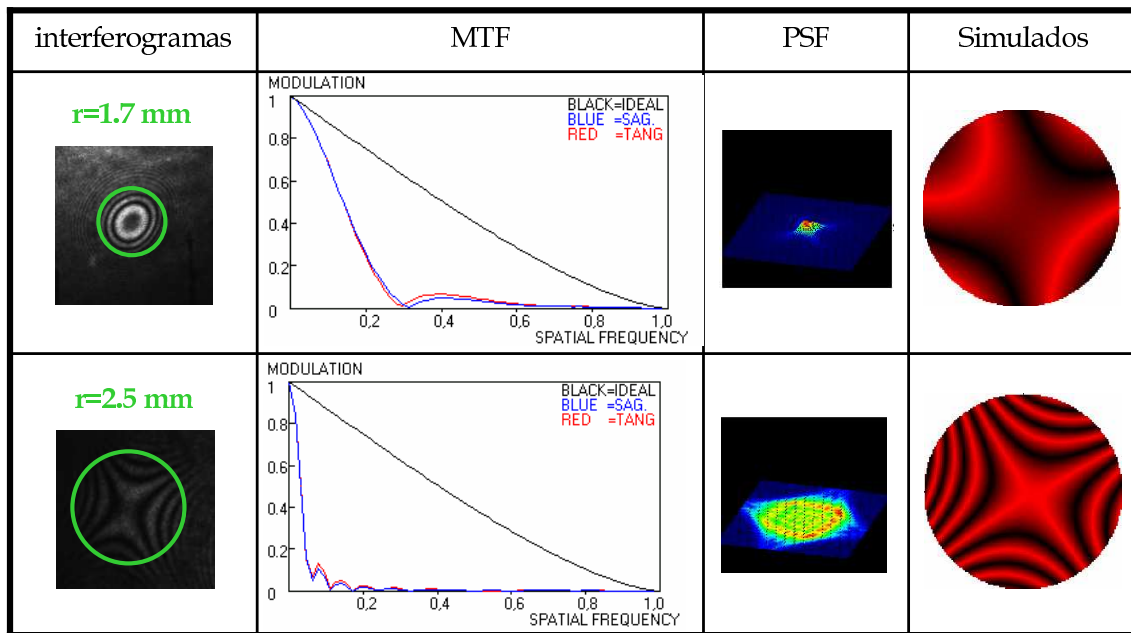
Lente L_0



r(mm)	1.2	1.6	2.5
rms error de ajuste (ondas)	0.025	0.025	0.024
PV (ondas)	0.119	0.811	2.11
rms (ondas)	0.021	0.149	0.366
Strehl	0.982	0.386	0.005
Astigmatismo orden 2 (ondas)	0.102	0.752	1.766
Coma (ondas)	0.049	0.289	0.646
Trefoil (ondas)	-	0.2433	0.525
Aberración esférica (ondas)	0.016	-0.059	-0.077

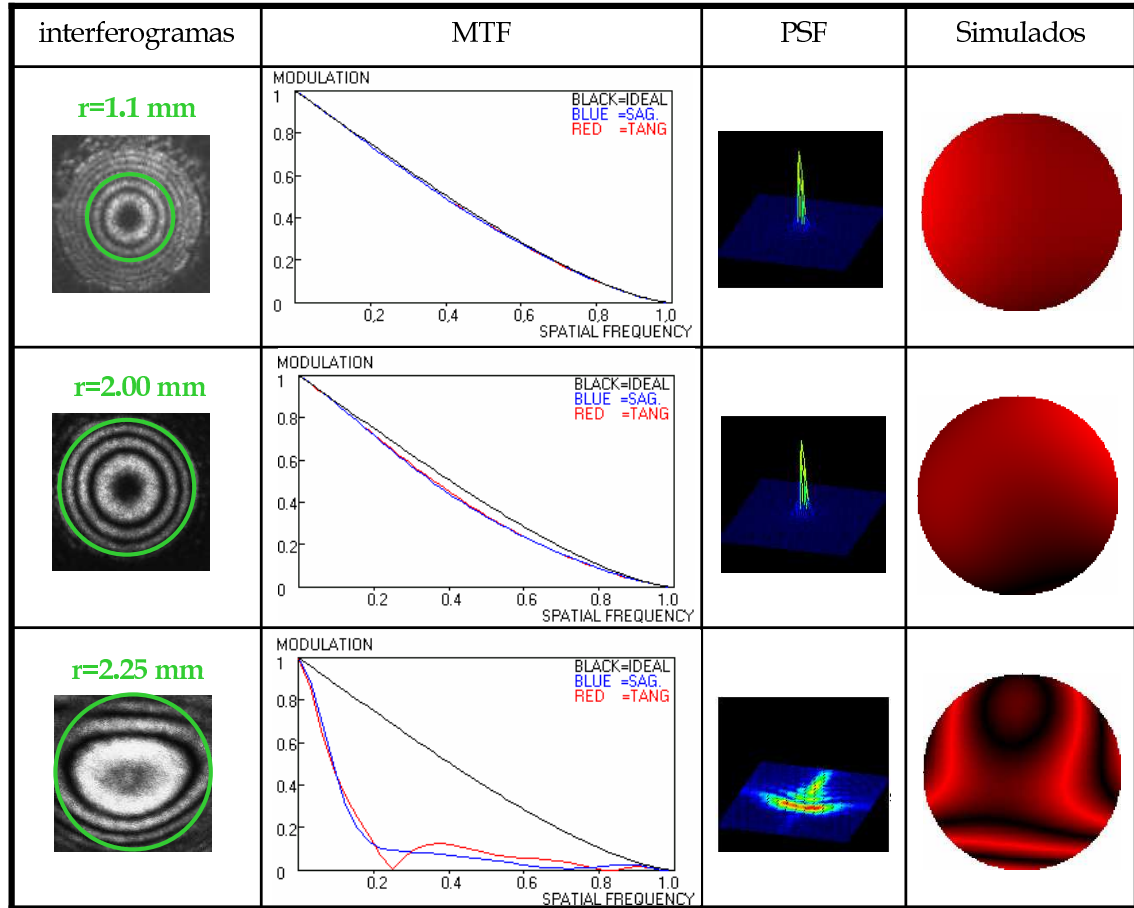
Figura B.1: Análisis de distintos diámetros en la zona del pasillo para L_0 .

APÉNDICE B. ANÁLISIS DE LAS ABERRACIONES LOCALES DE LAS LENTES
PROGRESIVAS



r (mm)	1.7	2.5
rms error de ajuste (ondas)	0.032	0.043
PV (ondas)	0.937	5.551
rms (ondas)	0.186	1.141
Strehl	0.254	0
Astigmatismo orden 2 (ondas)	0.909	5.694
Coma (ondas)	0.158	0.302
Trefoil (ondas)	-	-
Aberración esférica (ondas)	0.037	-0.087

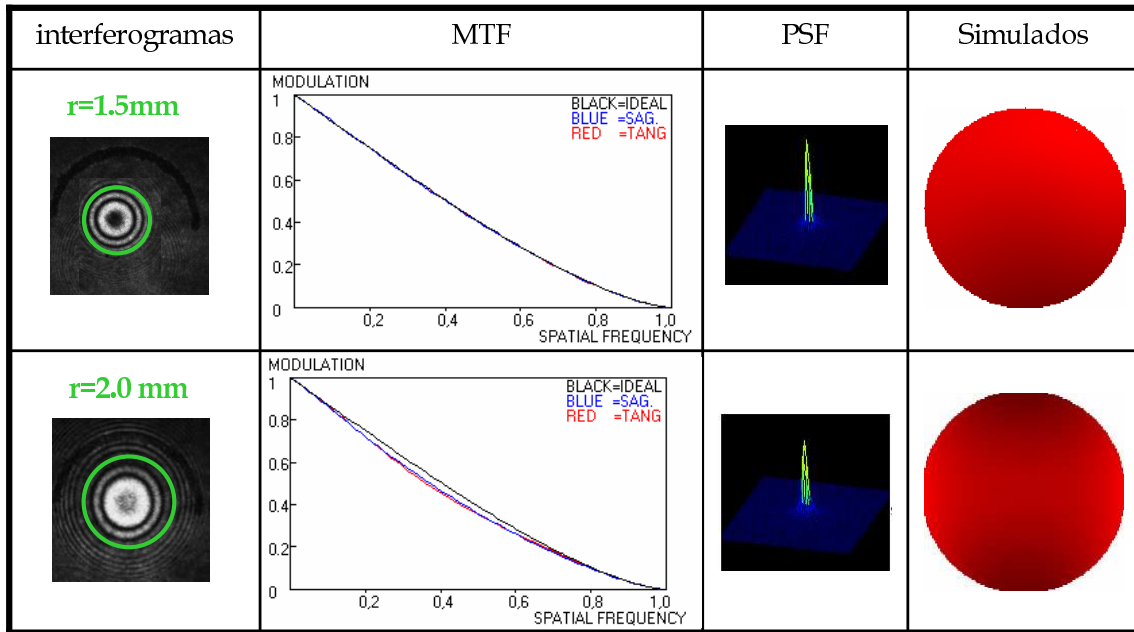
Figura B.2: Análisis de distintos diámetros en la zona marginal para L_0 .



r(mm)	1.1	2.0	2.25
rms error de ajuste (ondas)	0.037	0.031	0.019
PV (ondas)	0.175	0.278	1.754
rms (ondas)	0.033	0.052	0.341
Strehl	0.957	0.899	0.010
Astigmatismo orden 2 (ondas)	0.167	0.248	1.62
Coma (ondas)	0.019	0.105	0.745
Trefoil (ondas)	-	-	0.254
Aberración esférica (ondas)	-0.025	-0.091	0.08

Figura B.3: Análisis de distintos diámetros en la zona cerca para L_0 .

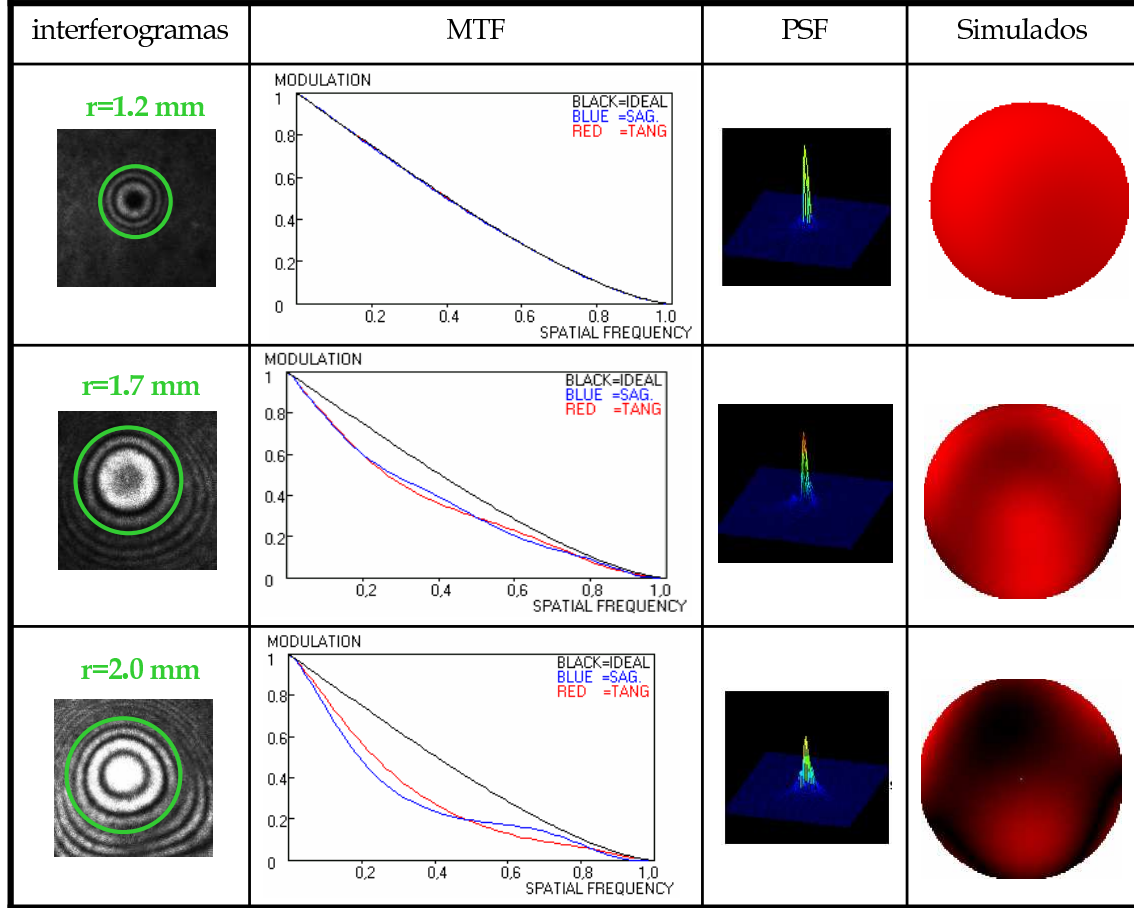
APÉNDICE B. ANÁLISIS DE LAS ABERRACIONES LOCALES DE LAS LENTES
PROGRESIVAS



r (mm)	1.5	2.0
rms error de ajuste (ondas)	0.018	0.023
PV (ondas)	0.086	0.297
rms (ondas)	0.015	0.057
Strehl	0.991	0.878
Astigmatismo orden 2 (ondas)	0.069	0.286
Coma (ondas)	0.046	0.025
Trefoil (ondas)	-	-
Aberración esférica (ondas)	-0.038	0.09

Figura B.4: Análisis de distintos diámetros en la zona lejos para L_0 .

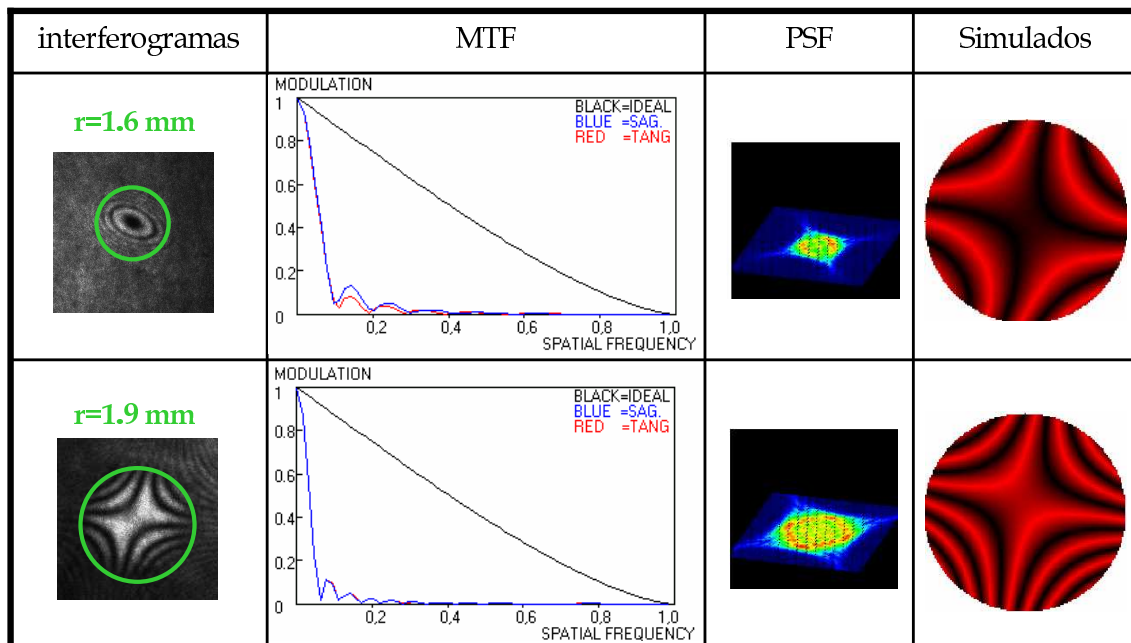
Lente L_1



r (mm)	1.2	1.7	2.0
rms error de ajuste (ondas)	0.038	0.019	0.026
PV (ondas)	0.073	0.602	0.644
rms (ondas)	0.014	0.083	0.106
Strehl	0.992	0.76	0.713
Astigmatismo orden 2 (ondas)	0.029	0.058	0.172
Coma (ondas)	0.095	0.401	0.203
Trefoil (ondas)	-	0.353	0.563
Aberración esférica (ondas)	-0.095	-0.099	-0.012

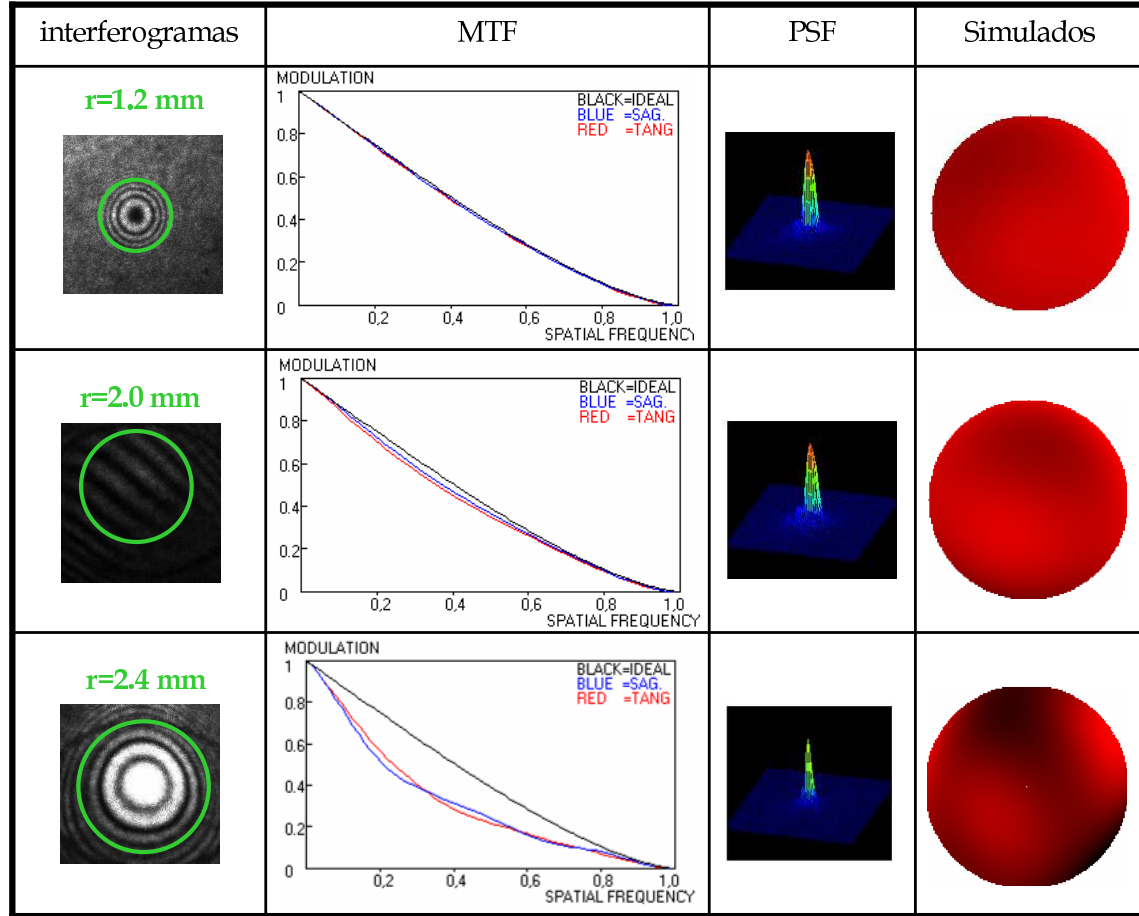
Figura B.5: Análisis de distintos diámetros en la zona del pasillo para L_1 .

APÉNDICE B. ANÁLISIS DE LAS ABERRACIONES LOCALES DE LAS LENTES
PROGRESIVAS



r (mm)	1.6	1.9
rms error de ajuste (ondas)	0.049	0.046
PV (ondas)	3.098	5.02
rms (ondas)	0.635	1.037
Strehl	0.000	0.000
Astigmatismo orden 2 (ondas)	3.119	5.09
Coma (ondas)	0.122	0.119
Trefoil (ondas)	-	-
Aberración esférica (ondas)	-0.063	0.024

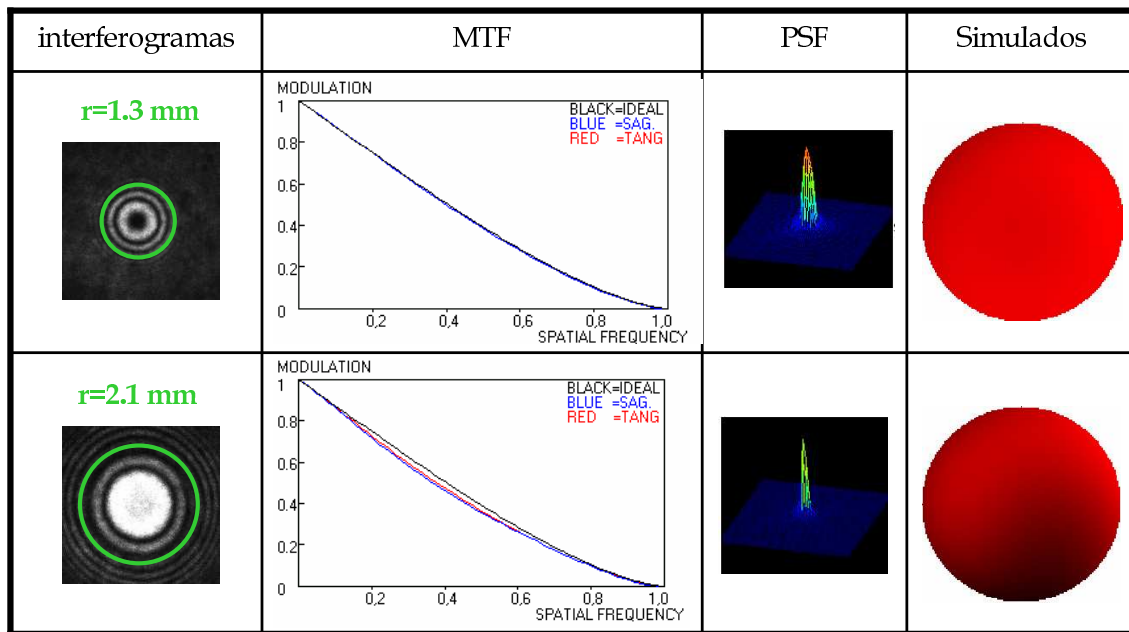
Figura B.6: Análisis de distintos diámetros en la zona marginal para L_1 .



r (mm)	1.2	2.0	2.4
rms error de ajuste (ondas)	0.038	0.039	0.058
PV (ondas)	0.121	0.305	0.631
rms (ondas)	0.021	0.043	0.101
Strehl	0.983	0.928	0.667
Astigmatismo orden 2 (ondas)	0.067	0.093	0.301
Coma (ondas)	0.124	0.337	0.307
Trefoil (ondas)	-	0.195	0.358
Aberración esférica (ondas)	0.097	0.064	-0.059

Figura B.7: Análisis de distintos diámetros en la zona cerca para L_1 .

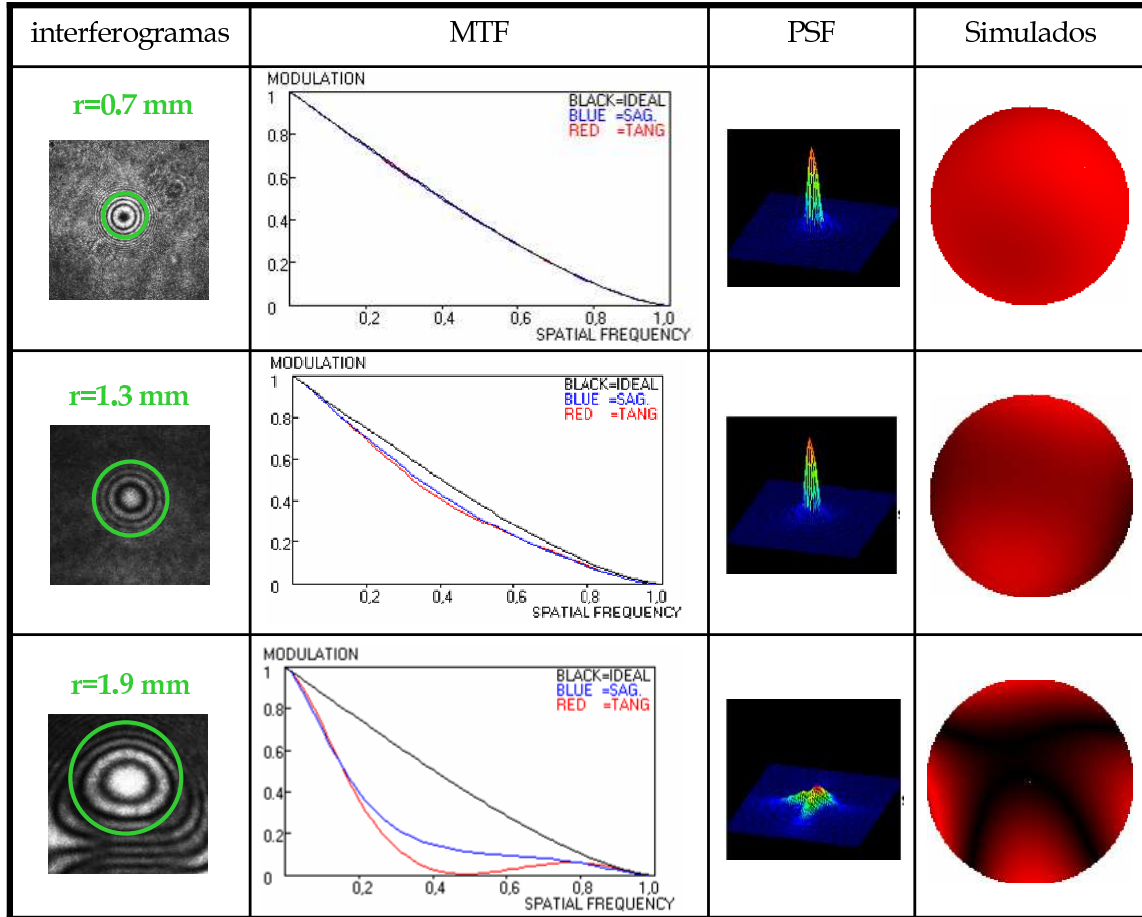
APÉNDICE B. ANÁLISIS DE LAS ABERRACIONES LOCALES DE LAS LENTES PROGRESIVAS



r (mm)	1.3	2.1
rms error de ajuste (ondas)	0.04	0.037
PV (ondas)	0.079	0.32
rms (ondas)	0.014	0.052
Strehl	0.992	0.93
Astigmatismo orden 2 (ondas)	0.051	0.173
Coma (ondas)	0.065	0.211
Trefoil (ondas)	-	-
Aberración esférica (ondas)	-0.09	-0.069

Figura B.8: Análisis de distintos diámetros en la zona lejos para L_1 .

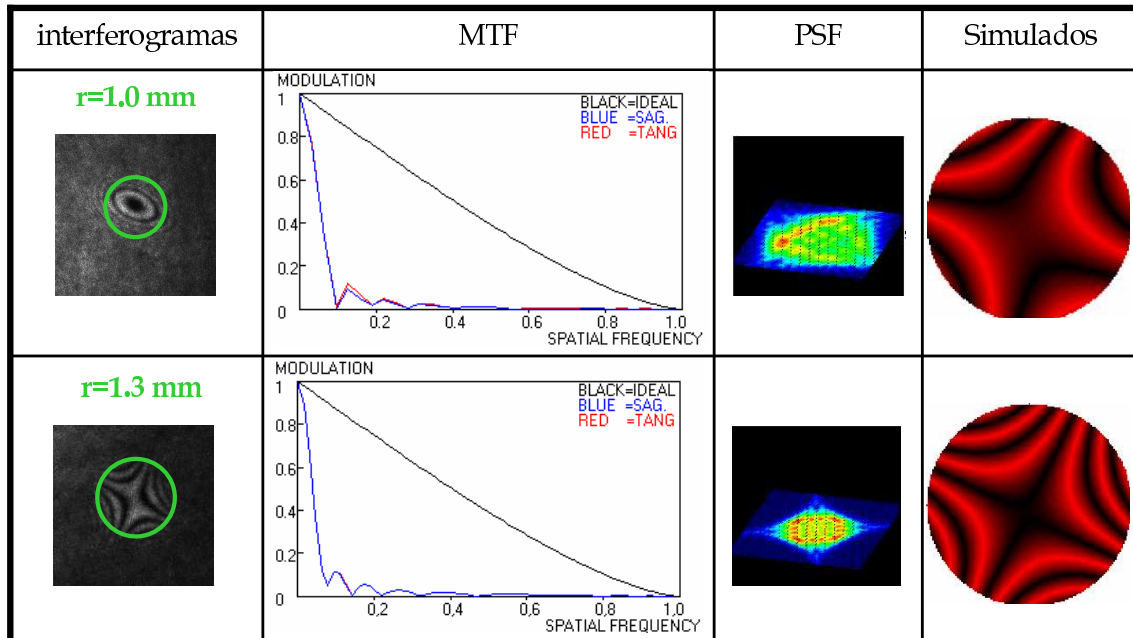
Lente L_2



r (mm)	0.7	1.3	1.9
rms error de ajuste (ondas)	0.054	0.045	0.054
PV (ondas)	0.152	0.211	1.095
rms (ondas)	0.025	0.038	0.209
Strehl	0.975	0.945	0.178
Astigmatismo orden 2(ondas)	0.05	0.175	0.976
Coma (ondas)	0.198	0.101	0.454
Trefoil (ondas)	-	-	0.45
Aberración esférica (ondas)	-0.031	-0.098	-0.042

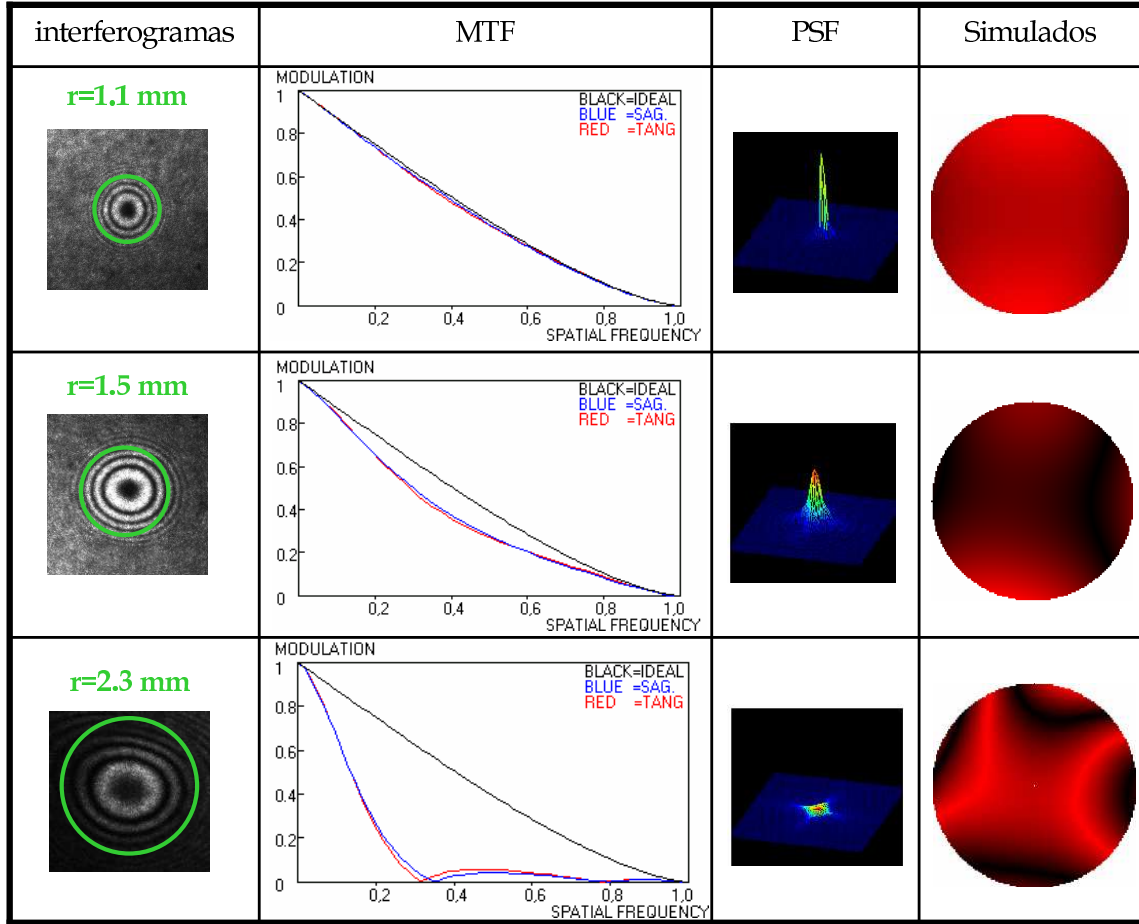
Figura B.9: Análisis de distintos diámetros en la zona del pasillo para L_2 .

APÉNDICE B. ANÁLISIS DE LAS ABERRACIONES LOCALES DE LAS LENTES
PROGRESIVAS



r (mm)	1.0	1.3
rms error de ajuste (ondas)	0.039	0.036
PV (ondas)	3.433	4.346
rms (ondas)	0.699	0.892
Strehl	0	0
Astigmatismo orden 2(ondas)	3.44	4.436
Coma (ondas)	0.397	0.033
Trefoil (ondas)	-	-
Aberración esférica (ondas)	-0.059	-0.002

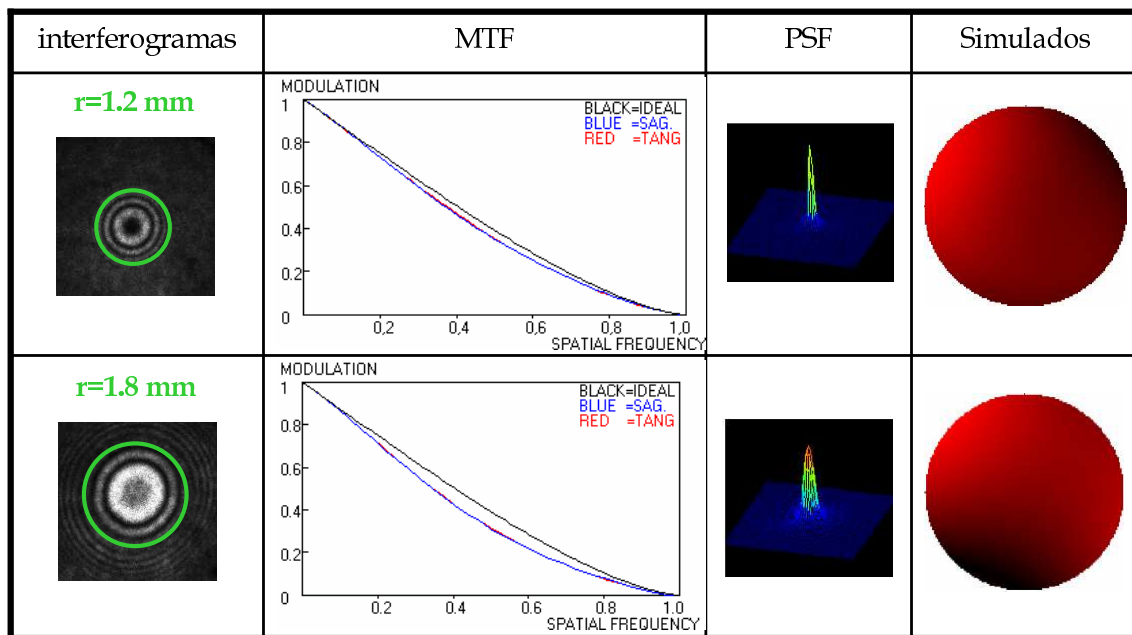
Figura B.10: Análisis de distintos diámetros en la zona marginal para L_2 .



r (mm)	1.1	1.5	2.3
rms error de ajuste (ondas)	0.04	0.028	0.083
PV (ondas)	0.295	0.533	1.327
rms (ondas)	0.057	0.104	0.26
Strehl	0.88	0.654	0.069
Astigmatismo orden 2(ondas)	0.283	0.518	1.293
Coma (ondas)	0.035	0.071	0.213
Trefoil (ondas)	-	-	0.642
Aberración esférica (ondas)	-0.099	-0.076	-0.062

Figura B.11: Análisis de distintos diámetros en la zona cerca para L_2 .

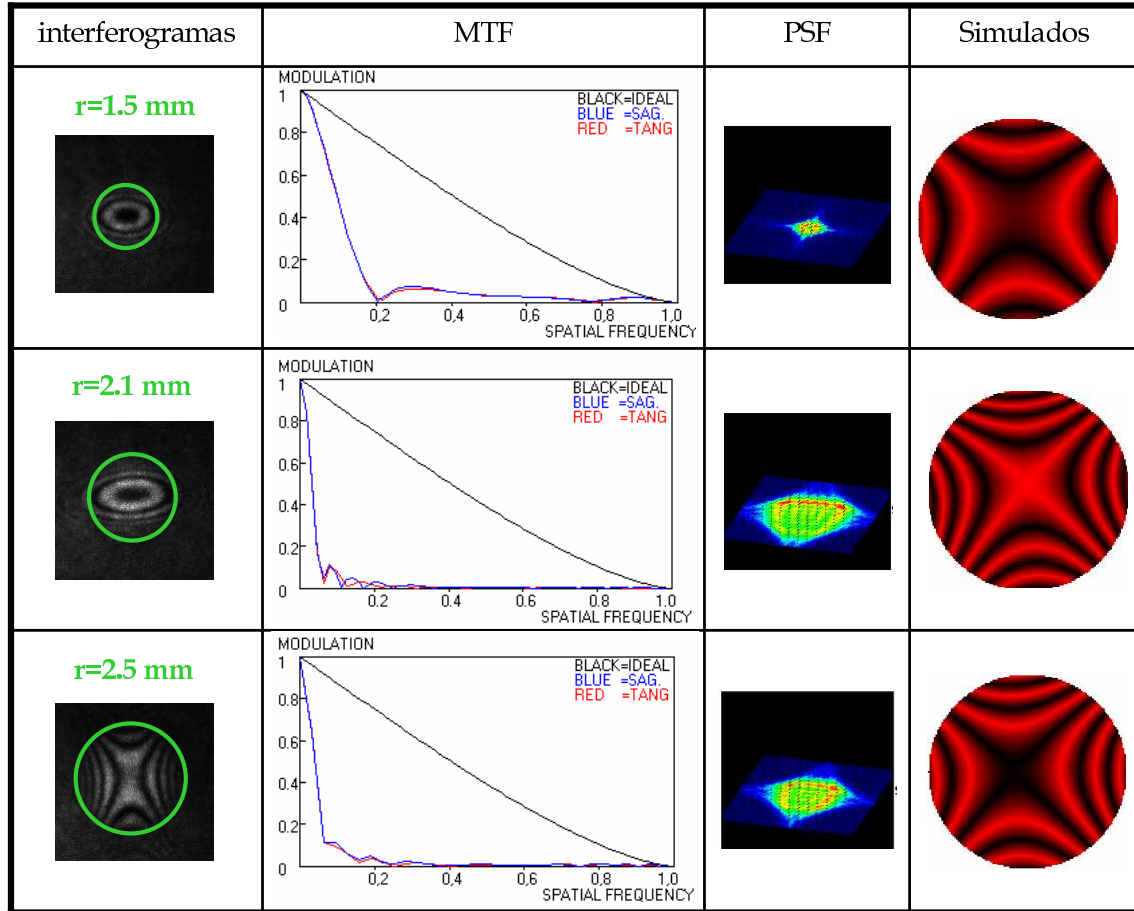
APÉNDICE B. ANÁLISIS DE LAS ABERRACIONES LOCALES DE LAS LENTES
PROGRESIVAS



r (mm)	1.2	1.8
rms error de ajuste (ondas)	0.03	0.031
PV (ondas)	0.186	0.277
rms (ondas)	0.039	0.057
Strehl	0.914	0.879
Astigmatismo orden 2(ondas)	0.19	0.282
Coma (ondas)	0.005	0.015
Trefoil (ondas)	-	-
Aberración esférica (ondas)	-0.092	-0.022

Figura B.12: Análisis de distintos diámetros en la zona lejos para L_2 .

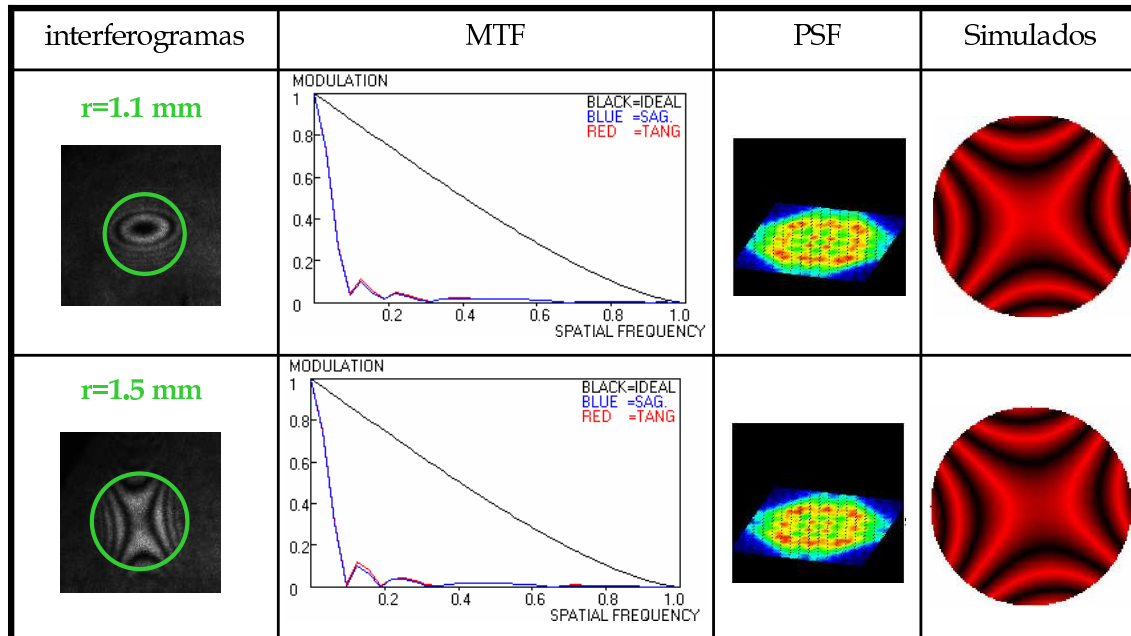
Lente L_3



r (mm)	1.5	2.1	2.5
rms error de ajuste (ondas)	0.051	0.046	0.051
PV (ondas)	1.917	5.798	4.72
rms (ondas)	0.378	1.131	0.918
Strehl	0.004	0	0
Astigmatismo orden 2(ondas)	1.897	5.659	4.598
Coma (ondas)	0.046	0.573	0.31
Trefoil (ondas)	-	-	0.139
Aberración esférica (ondas)	0.036	0.05	0.051

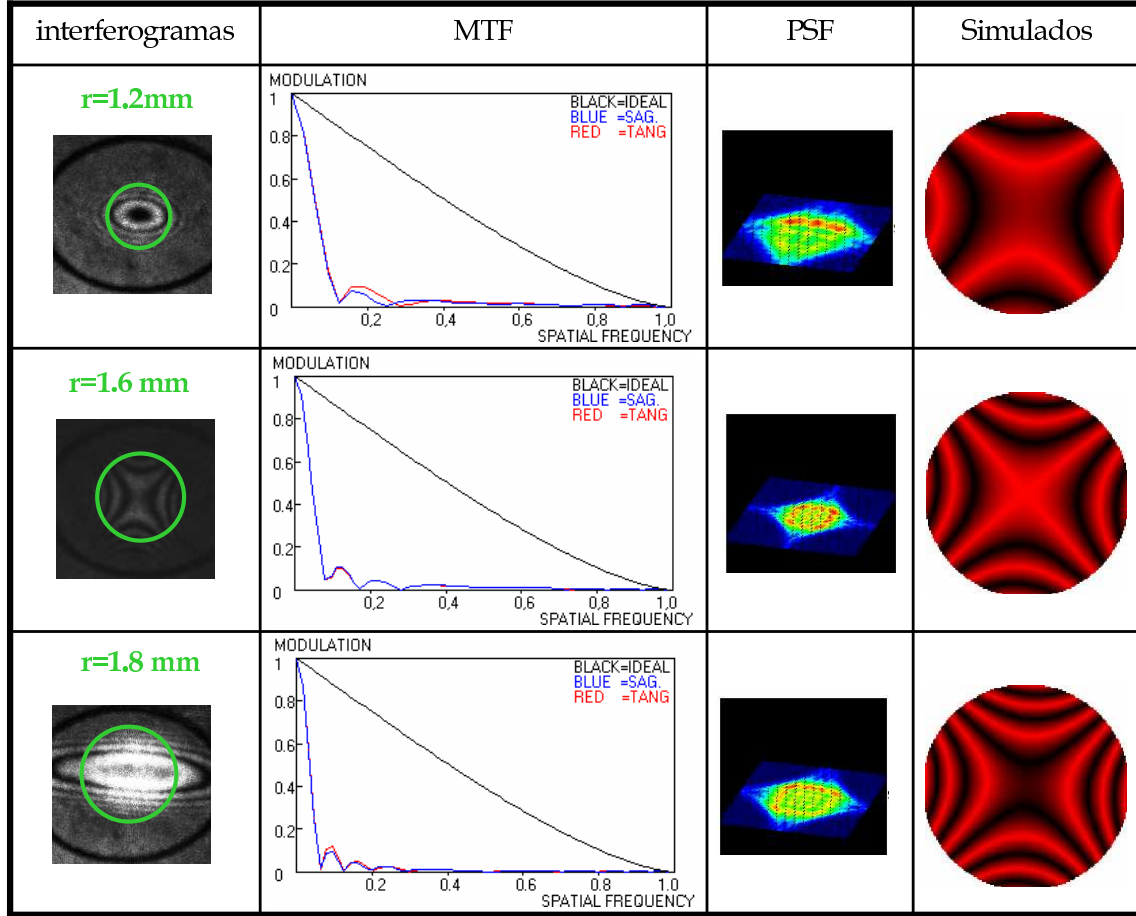
Figura B.13: Análisis de distintos diámetros en la zona del pasillo para L_3 .

APÉNDICE B. ANÁLISIS DE LAS ABERRACIONES LOCALES DE LAS LENTES
PROGRESIVAS



r (mm)	1.1	1.5
rms error de ajuste (ondas)	0.045	0.027
PV (ondas)	2.912	3.616
rms (ondas)	0.567	0.732
Strehl	0	0
Astigmatismo orden 2(ondas)	2.834	3.667
Coma (ondas)	0.079	0.049
Trefoil (ondas)	-	-
Aberración esférica (ondas)	-0.049	-0.064

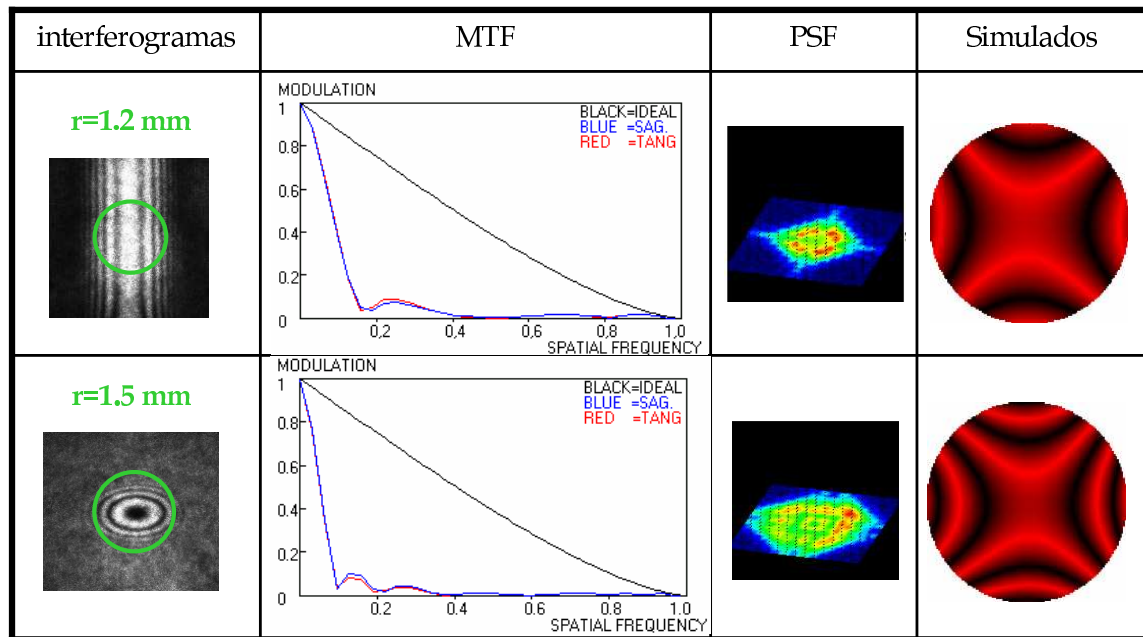
Figura B.14: Análisis de distintos diámetros en la zona marginal para L_3 .



r (mm)	1.2	1.6	1.8
rms error de ajuste (ondas)	0.03	0.041	0.05
PV (ondas)	3.115	3.997	5.211
rms (ondas)	0.599	0.796	1.029
Strehl	0	0	0
Astigmatismo orden 2(ondas)	2.992	3.99	5.156
Coma (ondas)	0.359	0.111	0.198
Trefoil (ondas)	-	-	-
Aberración esférica (ondas)	-0.055	0.015	-0.081

Figura B.15: Análisis de distintos diámetros en la zona cerca para L_3 .

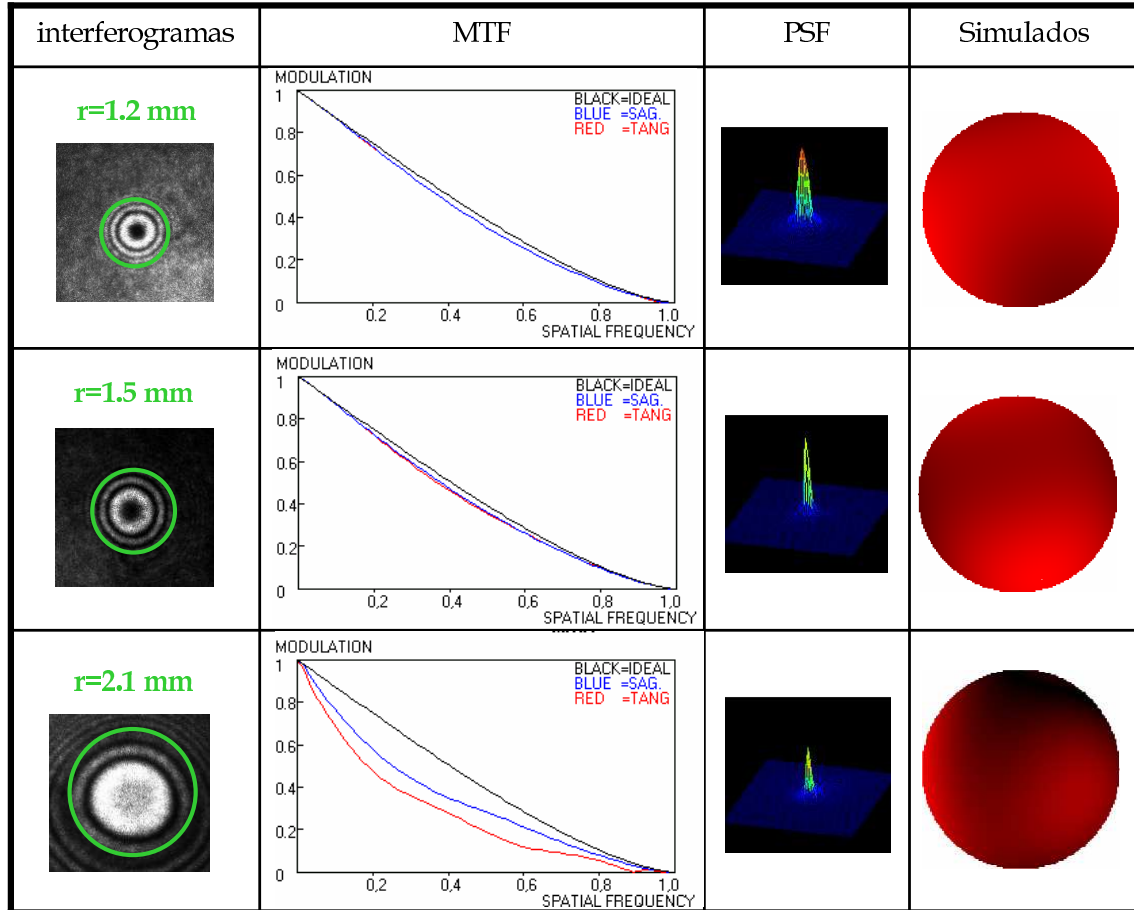
APÉNDICE B. ANÁLISIS DE LAS ABERRACIONES LOCALES DE LAS LENTES
PROGRESIVAS



r (mm)	1.2	1.5
rms error de ajuste (ondas)	0.037	0.035
PV (ondas)	2.272	3.658
rms (ondas)	0.445	0.703
Strehl	0	0
Astigmatismo orden 2(ondas)	2.233	3.522
Coma (ondas)	0.097	0.288
Trefoil (ondas)	-	-
Aberración esférica (ondas)	-0.056	-0.066

Figura B.16: Análisis de distintos diámetros en la zona lejos para L_3 .

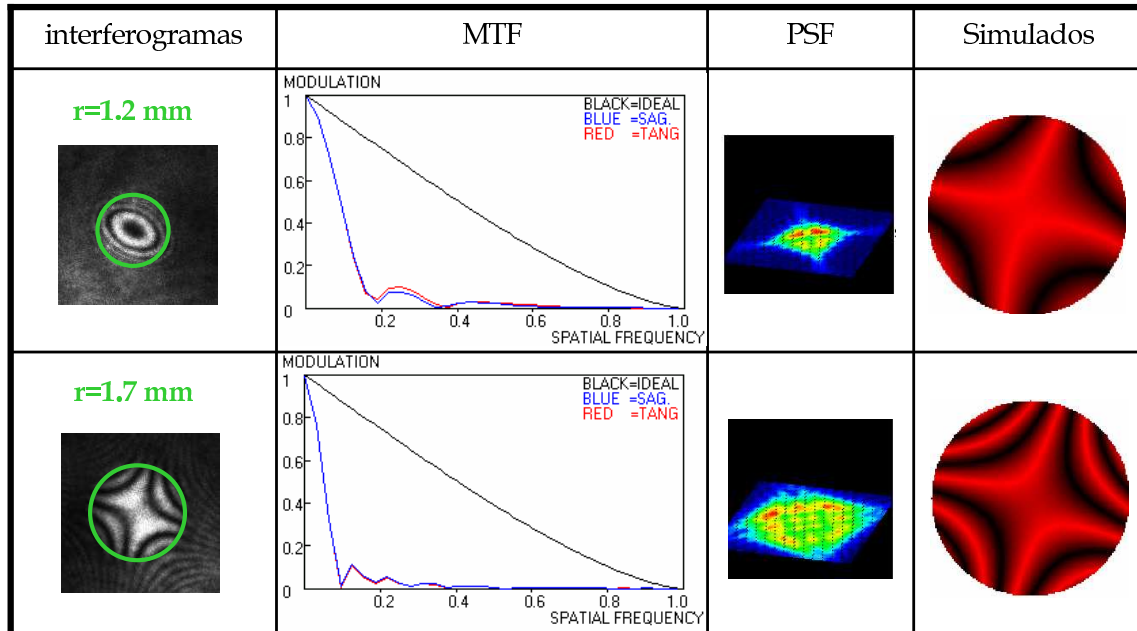
Lente L_4



r (mm)	1.2	1.5	2.1
rms error de ajuste (ondas)	0.042	0.065	0.019
PV (ondas)	0.219	0.265	0.349
rms (ondas)	0.041	0.048	0.06
Strehl	0.936	0.914	0.662
Astigmatismo orden 2 (ondas)	0.198	0.223	0.235
Coma (ondas)	0.078	0.139	0.376
Trefoil (ondas)	-	-	0.402
Aberración esférica (ondas)	0.000	-0.065	-0.0341

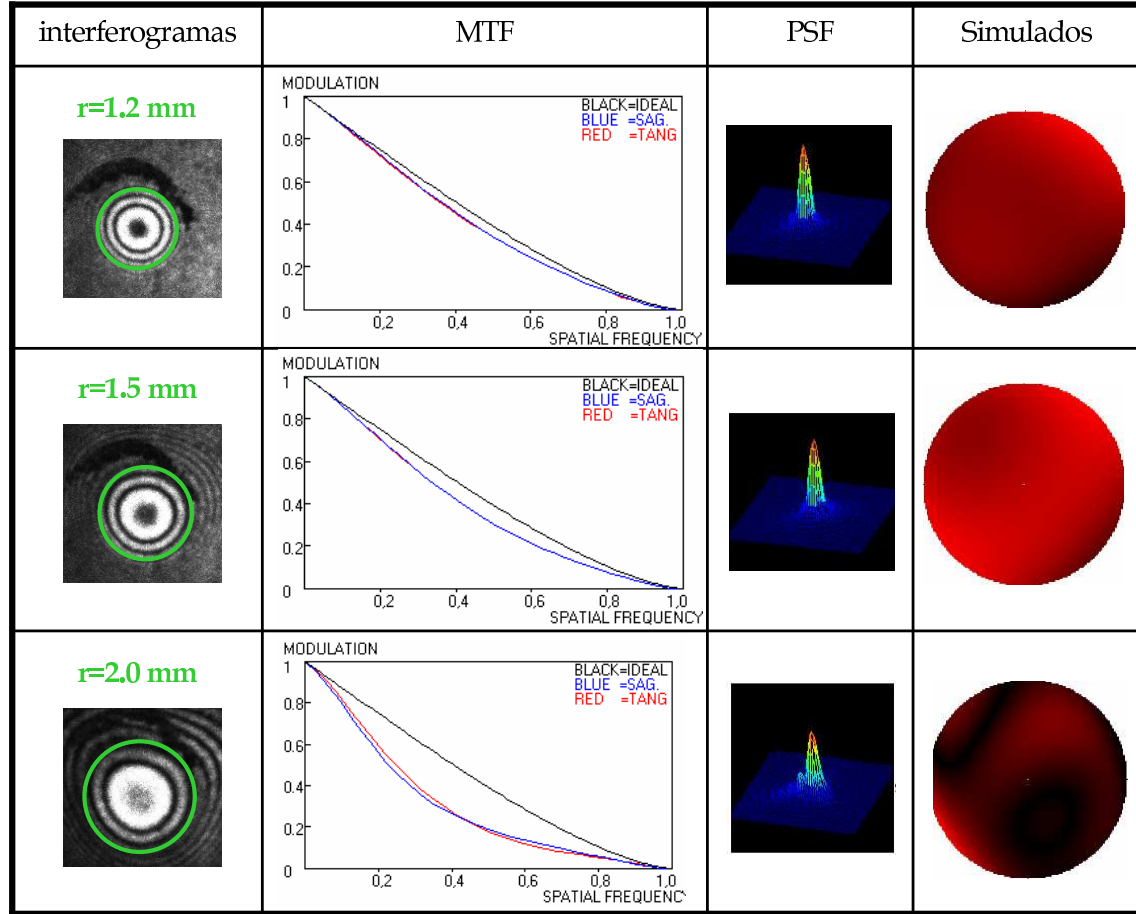
Figura B.17: Análisis de distintos diámetros en la zona del pasillo para L_4 .

APÉNDICE B. ANÁLISIS DE LAS ABERRACIONES LOCALES DE LAS LENTES
PROGRESIVAS



r (mm)	1.2	1.7
rms error de ajuste (ondas)	0.046	0.024
PV (ondas)	1.904	3.394
rms (ondas)	0.386	0.702
Strehl	0.003	0
Astigmatismo orden 2 (ondas)	1.901	3.457
Coma (ondas)	0.233	0.217
Trefoil (ondas)	-	-
Aberración esférica (ondas)	-0.077	0.033

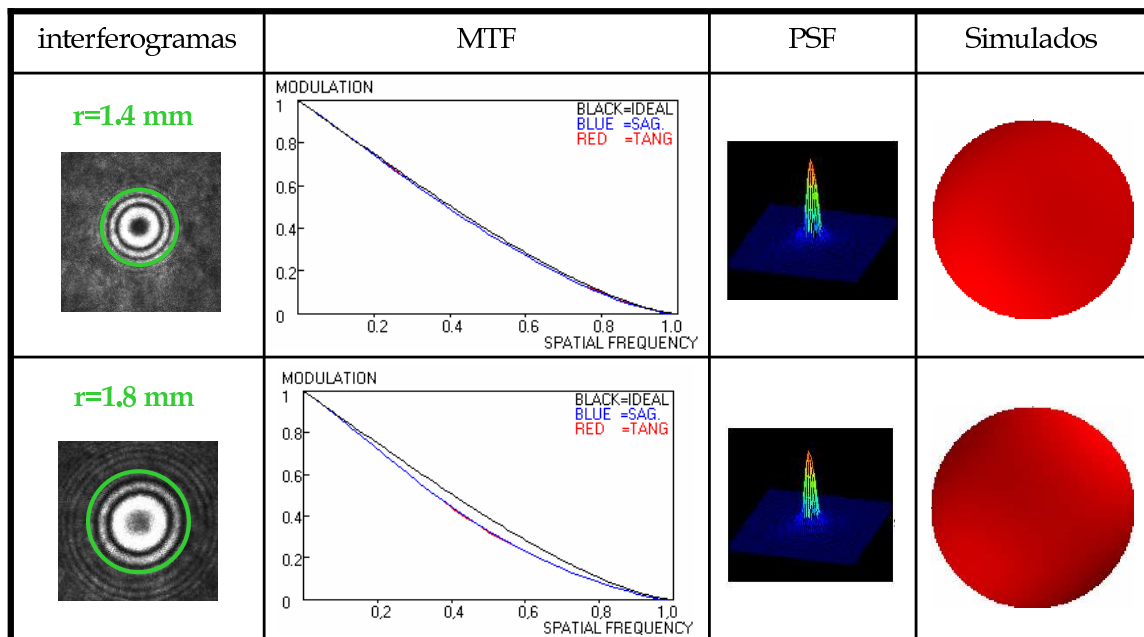
Figura B.18: Análisis de distintos diámetros en la zona marginal para L_4 .



r (mm)	1.2	1.5	2.0
rms error de ajuste (ondas)	0.036	0.037	0.048
PV (ondas)	0.245	0.313	0.483
rms (ondas)	0.043	0.057	0.079
Strehl	0.93	0.878	0.78
Astigmatismo orden 2 (ondas)	0.186	0.256	0.296
Coma (ondas)	0.16	0.198	0.445
Trefoil (ondas)	-	-	0.37659
Aberración esférica (ondas)	-0.084	0.051	-0.049

Figura B.19: Análisis de distintos diámetros en la zona cerca para L_4 .

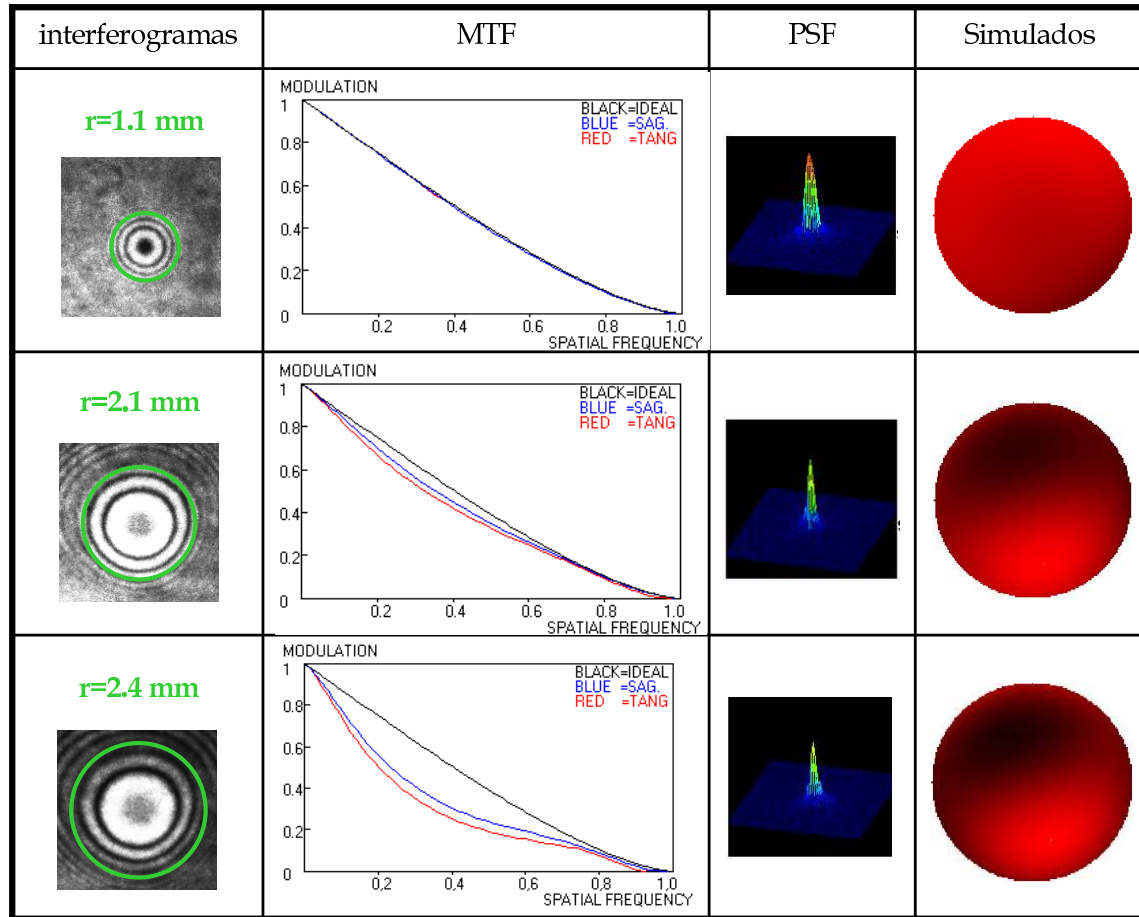
APÉNDICE B. ANÁLISIS DE LAS ABERRACIONES LOCALES DE LAS LENTES
PROGRESIVAS



r (mm)	1.4	1.8
rms error de ajuste (ondas)	0.031	0.031
PV (ondas)	0.122	0.249
rms (ondas)	0.023	0.048
Strehl	0.98	0.914
Astigmatismo orden 2 (ondas)	0.099	0.227
Coma (ondas)	0.069	0.084
Trefoil (ondas)	-	-
Aberración esférica (ondas)	-0.085	-0.092

Figura B.20: Análisis de distintos diámetros en la zona lejos para L_4 .

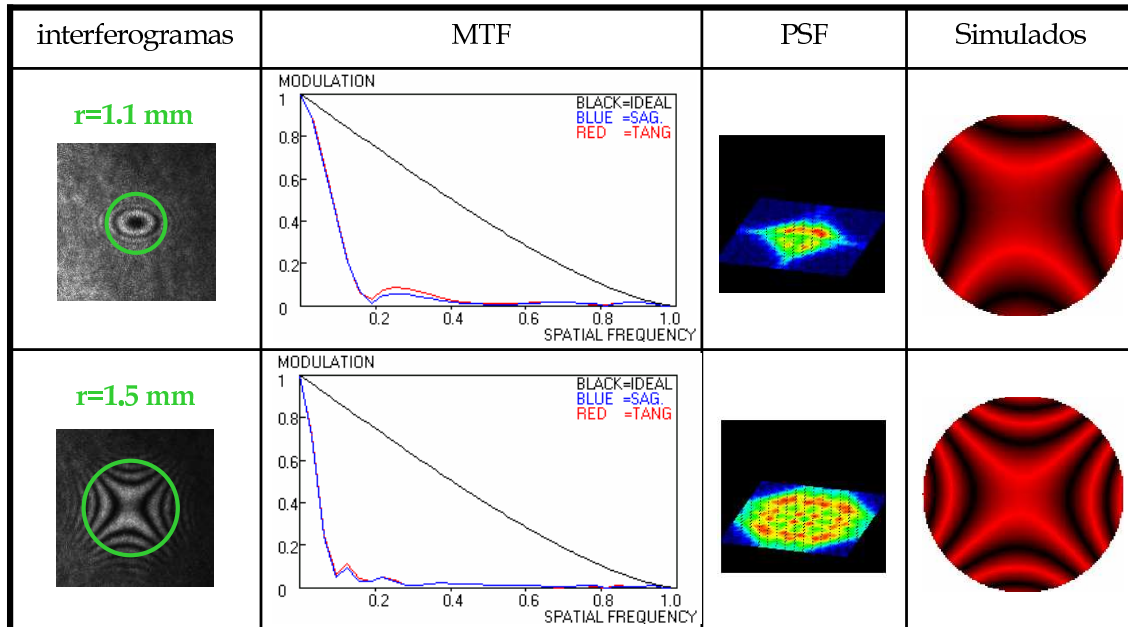
Lente L_5



r (mm)	1.1	2.1	2.4
rms error de ajuste (ondas)	0.039	0.035	0.052
PV (ondas)	0.092	0.319	0.578
rms (ondas)	0.017	0.056	0.102
Strehl	0.988	0.883	0.663
Astigmatismo orden 2 (ondas)	0.074	0.127	0.105
Coma (ondas)	0.04	0.431	0.835
Trefoil (ondas)	-	-	0.1365
Aberración esférica (ondas)	-0.095	-0.025	-0.061

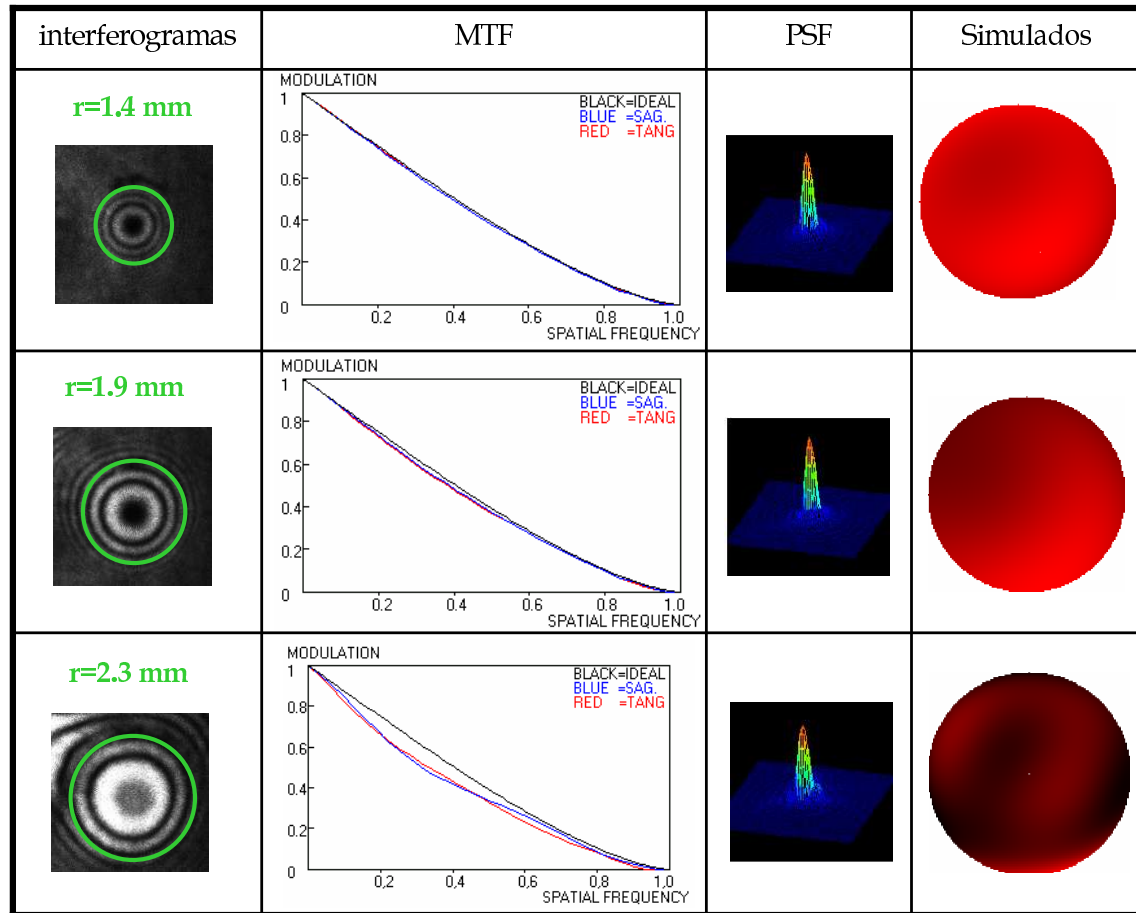
Figura B.21: Análisis de distintos diámetros en la zona del pasillo para L_5 .

APÉNDICE B. ANÁLISIS DE LAS ABERRACIONES LOCALES DE LAS LENTES
PROGRESIVAS



r (mm)	1.1	1.5
rms error de ajuste (ondas)	0.054	0.046
PV (ondas)	2.298	3.962
rms (ondas)	0.436	0.789
Strehl	0.001	0
Astigmatismo orden 2 (ondas)	2.18	3.959
Coma (ondas)	0.278	0.027
Trefoil (ondas)	-	-
Aberración esférica (ondas)	-0.092	-0.06

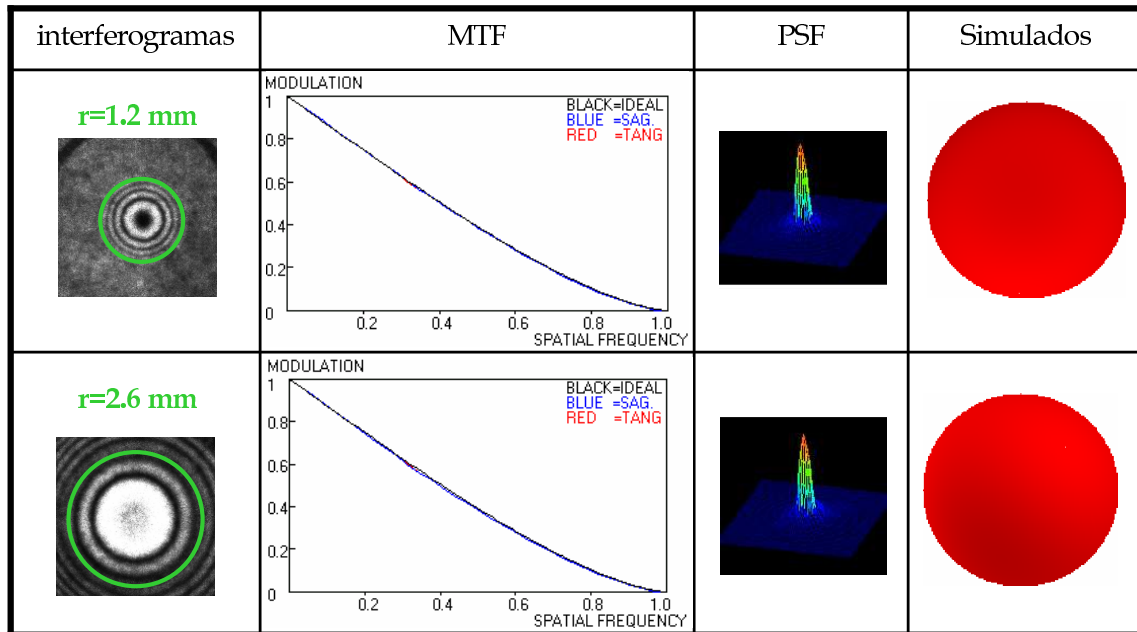
Figura B.22: Análisis de distintos diámetros en la zona marginal para L_5 .



r (mm)	1.4	1.9	2.3
rms error de ajuste (ondas)	0.045	0.031	0.037
PV (ondas)	0.208	0.173	0.223
rms (ondas)	0.036	0.031	0.036
Strehl	0.979	0.963	0.95
Astigmatismo orden 2 (ondas)	0.08	0.046	0.086
Coma (ondas)	0.136	0.251	0.274
Trefoil (ondas)	-	-	0.3183
Aberración esférica (ondas)	-0.088	-0.057	0.018

Figura B.23: Análisis de distintos diámetros en la zona cerca para L_5 .

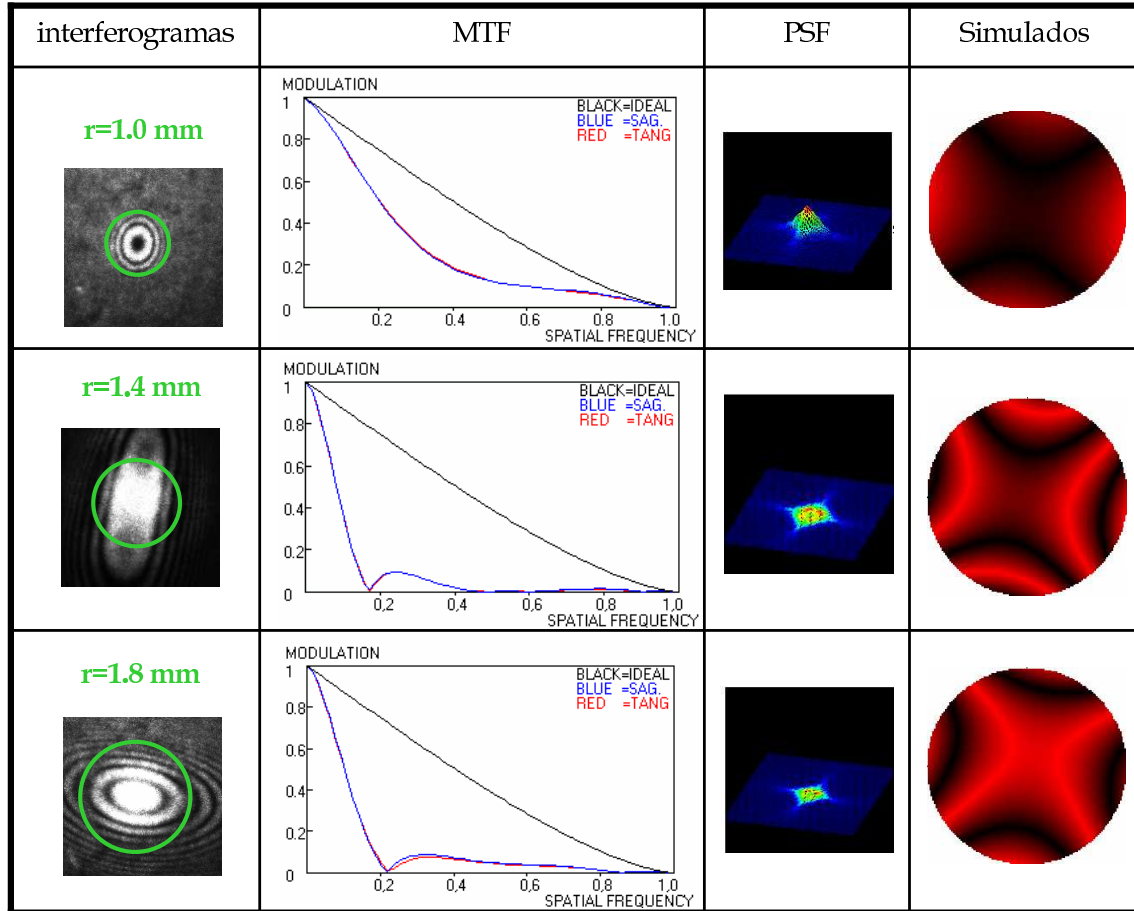
APÉNDICE B. ANÁLISIS DE LAS ABERRACIONES LOCALES DE LAS LENTES
PROGRESIVAS



r (mm)	1.2	2.6
rms error de ajuste (ondas)	0.047	0.029
PV (ondas)	0.046	0.113
rms (ondas)	0.009	0.019
Strehl	0.997	0.986
Astigmatismo orden 2 (ondas)	0.024	0.048
Coma (ondas)	0.033	0.137
Trefoil (ondas)	-	-
Aberración esférica (ondas)	-0.096	0.008

Figura B.24: Análisis de distintos diámetros en la zona lejos para L_5 .

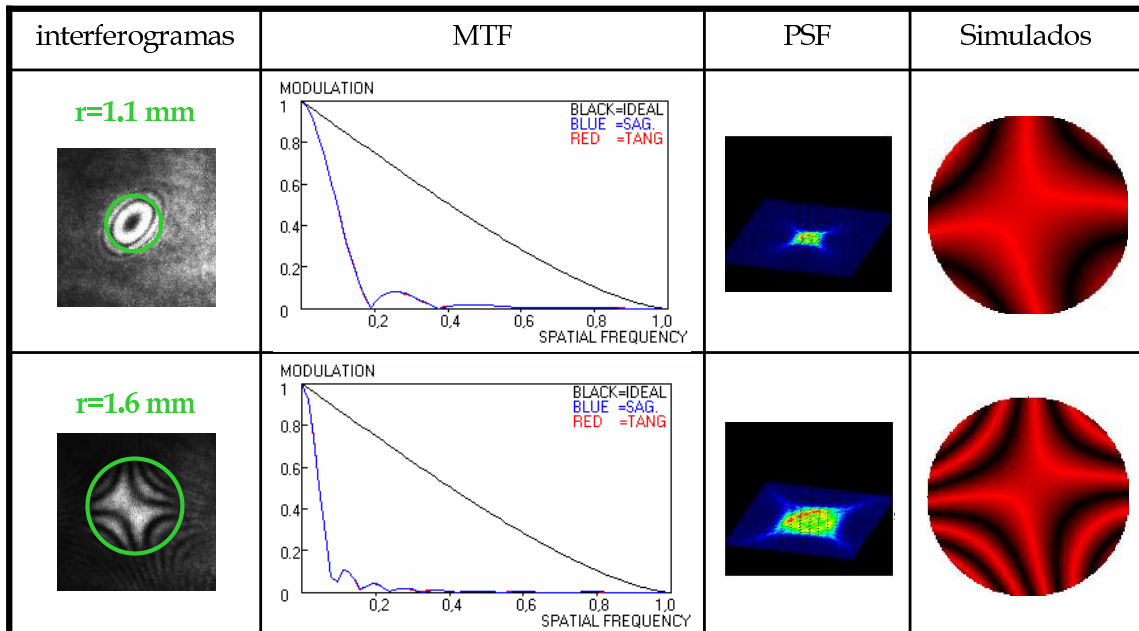
Lente L_6



r (mm)	1.0	1.4	1.8
rms error de ajuste (ondas)	0.042	0.043	0.028
PV (ondas)	0.836	2.086	1.814
rms (ondas)	0.17	0.433	0.354
Strehl	0.321	0.001	0.007
Astigmatismo orden 2 (ondas)	0.85	2.164	1.764
Coma (ondas)	0.048	0.152	0.095
Trefoil (ondas)	-	-	0.228
Aberración esférica (ondas)	-0.029	-0.011	0.066

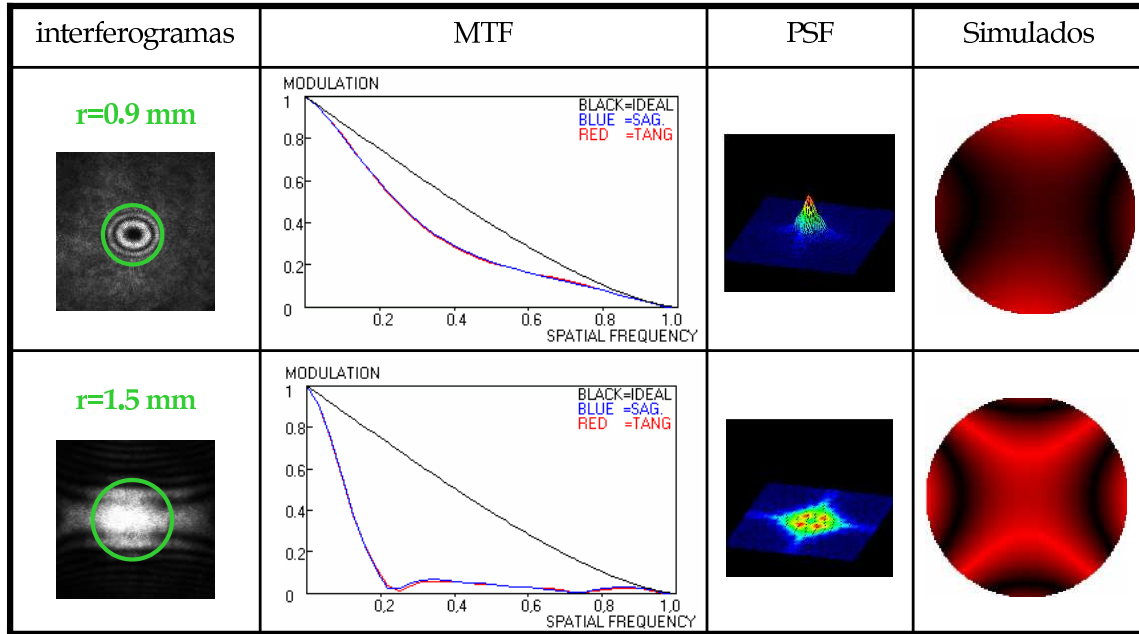
Figura B.25: Análisis de distintos diámetros en la zona del pasillo para L_6 .

APÉNDICE B. ANÁLISIS DE LAS ABERRACIONES LOCALES DE LAS LENTES
PROGRESIVAS



r (mm)	1.1	1.6
rms error de ajuste (ondas)	0.042	0.043
PV (ondas)	1.739	3.582
rms (ondas)	0.35	0.737
Strehl	0.008	0
Astigmatismo orden 2 (ondas)	1.711	3.605
Coma (ondas)	0.25	0.344
Trefoil (ondas)	-	-
Aberración esférica (ondas)	-0.038	-0.075

Figura B.26: Análisis de distintos diámetros en la zona marginal para L_6 .



r (mm)	0.9	1.5
rms error de ajuste (ondas)	0.026	0.024
PV (ondas)	0.732	1.764
rms (ondas)	0.138	0.348
Strehl	0.471	0.008
Astigmatismo orden 2 (ondas)	0.69	1.745
Coma (ondas)	0.097	0.056
Trefoil (ondas)	-	-
Aberración esférica (ondas)	-0.031	-0.046

Figura B.27: Análisis de distintos diámetros en la zona lejos para L_6 .

Parte VI

Bibliografía

Bibliografía

- [Acosta *et al.* 2006] E. Acosta, S. Chamadoira, R. Blendowske, *Modified point diffraction interferometer for inspection and evaluation of ophthalmic components*, JOSA A, vol.23, No.3, 2006.
- [Acosta *et al.* 2005] E. Acosta, S. Chamadoira, *Interferómetro de difracción por orificio, IDO, para la inspección y medida de componentes ópticos oftálmicos*, n° patente: ES2279665, n° solicitud PCT: W05000709ES, 2005.
- [Acosta *et al.* 2005] E. Acosta, R. Blendowske, *Paraxial propagation of astigmatic wavefronts in optical systems by an augmented stepalong method for vergences*, Optometry ans Vision Science, vol. 82, No. 10, pp.923-932, 2005.
- [Acosta *et al.* 2007] E. Acosta, R. Blendowske, *Paraxial optics of astigmatic systems: relations between the wavefront and the ray picture approaches*, Optometry ans Vision Science, vol. 84, No. 1, pp.72-78, 2007.
- [Alonso *et al.* 2003] J. Alonso, J. Alda, *Ophthalmic optics*, Encyclopedia of Optical Engineering, pp.1563-1575, 2003.
- [Alonso *et al.* 1997] J. Alonso et al., *Local dioptric matrix in a progressive addition lens*, Ophthal. Physiol. Optics, Vol 17, Issie 6, pp.522-529, 1997.
- [Aves 1907] O. Aves, *Improvements in and relating to multifocal lenses and the like, and the method of griding same*, N° patente GB190715735.
- [Blendowske *et al.* 2006 A] R. Blendowske, E.A. Villegas, P. Artal, *An analytical model describing aberrations in the progression corridor of progressive addition lenses*, Optometry ans Vision Science, vol.83, No.9, 2006.

- [Blendowske *et al.* 2006 B] R. Blendowske, E. Acosta, *Paraxial propagation of astigmatic wavefronts through noncoaxial astigmatic optical systems*, Optometry and Vision Science, vol.83, No.2, pp.119-122, 2006.
- [Born & Wolf 1997] M. Born, E. Wolf, *Principles of optics*, Cambridge University Press, 6th ed., 1997.
- [Bronshtein *et al.* 2007] I.N. Bronshtein, k.A. Semendyayev, G.Musiol, H.Muehlig, *Handbook of mathematics*, 5th, 2007.
- [Casas 1985] J. Casas, *Óptica*, Ed. Cooperativa de Artes Gráficas, 1985.
- [Castellini *et al.* 1994] C. Castellini, F. Francini, and B. Tiribilli, *Hartmann test modification for measuring ophthalmic progressive lenses*, Applied Optics, vol.33, No.19, 1994.
- [Chamadoira 2005] S. Chamadoira, *Interferómetro de difracción por orificio, IDO, para la inspección, caracterización e investigación de componentes ópticos oftálmicos*, Memoria de licenciatura, Santiago de Compostela, 2005.
- [Eliezer *et al.* 2001] K. Eliezer, B. Raanan, *A method and apparatus for testing and mapping optical elements*, n° patente EP1324015, 2001.
- [Feng *et al.* 2001] S. Feng, H. Winful, *Physical origin of the Gouy phase shift*, Optics Letters, vol.26, No. 8, pp.485-487, 2001.
- [Fowler 2006] C.W. Fowler, *Technical note:Apparatus for comparison of progressive addition spectacle lenses*, The College of Optometrists, 26, pp.502-506, 2006.
- [Geary 1995] J.M. Geary, *Wavefront sensor*, Ed. SPIE optical engineering impress, 1995.
- [Glückstad *et al.* 2001] J.Glückstad, P.Mogensen, *Optimal phase contrast in common-path interferometry*, Applied Optics, vol.40, No.2, pp.268-282, 2001.
- [Gómez-Pedrero *et al.* 1998] J.A. Gómez-Pedrero *et al.*, *Local dioptric matrix in a progressive addition lens*, Ophthal. Physiol. Optics, vol.18, Issue 6, pp.514-520, 1998.

BIBLIOGRAFÍA

- [González *et al.* 2008] R.C. González, R.E.Woods, *Digital image processing*, 3rd ed., Prentice Hall, Upper Saddle River NJ, 2008.
- [González *et al.* 2009] R.C. González, R.E.Woods, S.L. Eddins, *Digital image processing using Matlab*, 2nd ed, Gatesmark Publishing, 2009.
- [Goodman 1996] J. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, Ed. , 2nd, 1996.
- [Guang 2008] Guang-ming Dai, *Wavefront optics for vision correction*, SPIE, 2008.
- [Guilloux *et al.* 2009] C. Guilloux *et al.*, *Method for determining the inset of a progressive addition lens*, N° patente US2011/0184830, 2009.
- [Guilloux *et al.* 2010] Guilloux *et al.*, *Ophthalmic progressive addition lens with customized design feature*, N° patente US2010/0079722, 2010.
- [Hariharan *et al.* 1993] P. Hariharan, M. Kujawinska and T. Yagatai, *Interferogram Analysis*, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 1993.
- [Henson 1983] D.B. Henson, *Optometric Instrumentation*, cap.11, Butterwoths, Londres, 1983.
- [Hetch *et al.* 1998] E. Hetch, A. Zajac, *Óptica*, Addison Wesley Longman, 1998.
- [Illueca *et al.* 1996] C. Illueca, M.M. Seguí, B. Doménech, *Descripción y utilización del frontofocómetro*, Colección Ver y Oír, Ed. PUNTEX, 1996.
- [Indo 2002] Indo, *Manual de lentes progresivas*, 2002.
- [ISO 8980-2] Internacional Standard, *Ophthalmic optics-Uncut finished spectacle lenses*, www.iso.org, 2004.
- [Jalie 2000] M. Jalie, *Ophthalmic lenses and dispensing*, BH Opticians, Oxford, 2000.
- [Kafri *et al.* 1981] O. Kafri, A. Livnat, *Method and equipment for mapping radiation deflection*, US4459027, 1981.

- [Kafri *et al.* 1989] O. Kafri, I. Glatt, *Method and apparatus for optical examination of an object particularly by Moiré ray deflection mapping*, N° patente US4810895, 1989.
- [Keating 1980] M.P. Keating, *A system matrix for astigmatic optical systems: I. Introduction and dioptric power relations*, Am. J. Optom. Physiol. Opt. 58, pp.810-819, 1980.
- [Keating 1981] M.P. Keating, *A system matrix for astigmatic optical systems: II. Corrected Systems Including an Astigmatic Eye*, Am. J. Optom. Physiol. Opt. 58, pp.919-929, 1981.
- [Koliopoulos *et al.* 1978] C. Koliopoulos, O. Kwon, R. Shagam, J.C. Wyant, *Infrared point-diffraction interferometer*, Optics Letters, vol.3, pp.118-120, 1978.
- [Liang *et al.* 1994] J. Liang, B. Grimm, S. Goelz, JF. Bille, *Objective measurement of wave aberrations of the human eye with the use of a Hartmann-Shack wavefront sensor*, J. Opt. Soc. Am. 11: pp.1949-1957, 1994.
- [Linikk 1933] V. Linikk, *Simple interferometer for the investigation of optical systems*, C.R. Acad., Sci. USSR, 1, pp.208-210, 1933.
- [Long 1976] W.F. Long, *Formalism for decentration problems*, Am. J. Optom. Physiol. Opt. 53, pp.27-33, 1976.
- [Maitenaz 1966] B. Maitenaz, *Four steps that led to Varilux*, Am. J. Optom. Arch. Am. Acad. Optom., vol.43, pp.441-450, 1966.
- [Maitenaz 1972] B. Maitenaz, *Ophthalmic lenses with a progressively varying focal power*, N° patente US3687528, 1972.
- [Malacara 1992] D. Malacara, *Optical shop testing*, 2nd. ed. New York:Wiley, 1992.
- [Meister *et al.* 2006] D.J. Meister, J.E. Sheedy, *Introduction to ophthalmic optics*, Carl Zeiss Vision, 2006.

BIBLIOGRAFÍA

- [Meister *et al.* 2008 part1] D.J. Meister, S.W. Fisher, *Progress in the spectacle correction of presbyopia. Part 1: Design and development of progressive lenses*, Clinical and Experimental Optometry, vol. 91, No.3, pp.240-250, 2008.
- [Meister *et al.* 2008 part2] D.J. Meister, S.W. Fisher, *Progress in the spectacle correction of presbyopia. Part 2: Modern progressive lens technologies.*, Clinical and Experimental Optometry, vol.91, No.3, pp.251-264, 2008.
- [Minkwitz 1963] G. Minkwitz, *Über den Flächensatigmatismus bei gewissen symmetrischen Asphären*, 10:223-227, Optica Acta, 1963.
- [Naulleau *et al.* 2000] P. Naulleau, k. Goldberg, E. Gullikson, J. Bokor, *At wavelength system-level flare characterization of extreme-ultraviolet optical systems*, Applied Optics, vol.39, No.17, pp.2941-2947, 2000.
- [Neal *et al.* 2002] D.R. Neal, J. Copland, D. Neal, *Shack-Hartmann wavefront sensor precision and accuracy*, Proceedings of SPIE vol.4779, 2002.
- [Platt *et al.* 2001] B.C. Platt, R. Shack, *History of Shack-Hartmann wavefront sensing*, Journal of Refractive Surgery, vol.17, 2001.
- [Riccardi 2005] M. Riccardi, *Atmosfringe*, <http://www.astro-physics.com>, v3.3, 2005.
- [Riley *et al.* 2002] K. Riley, M. Hobson, *Mathematical methods for physics and engineering*, Riley Hobson, 2nd, 2002.
- [Robinson *et al.* 1993] D. Robinson, G. Reid, *Interferogram analysis*, Institute of Physics, 1993.
- [Salvadó *et al.* 1996] J. Salvadó Arqués *et al.*, *Tecnología óptica. Lentes oftálmicas, diseño y adaptación*, Ed. UPC, 1997.
- [Sánchez del Río 1989] C. Sánchez del Río, *Análisis de errores*, Eudema UNIVERSIDAD/Textos de Apoyo, 1989.

- [Sheddy *et al.* 1987] J.E. Sheddy, M. Buri, I.L. Bailey, J. Azus, I.M. Borish, *Optics of progressive addition lenses*, Am J. Optom. Physiol. Opt., vol.64, pp.90-99, 1987.
- [Sheddy 2004] J.E. Sheddy, *Correlation analysis of the optics of progressive addition lenses*, Opt. and Vision Science, 81-5, pp.350-361, 2004.
- [Sheddy *et al.* 2006] J.E. Sheddy, R. Hardy, J. Hayes, *Progressive addition lenses-measurements and ratings*, Optometry, vol.77, pp.34-36, 2006.
- [Smartt *et al.* 1972] R.N. Smartt, J. Strong, *Point diffraction interferometer*, J. Opt. Soc Am. 62, 737, 1972.
- [Smartt *et al.* 1974] R.N. Smartt, W.H. Steel, *Theory and Application of Point-Diffraction Interferometers*, Japan.J. appl. Phys. 14 (1975)Suppl.14-1, 1974.
- [Stoyanov *et al.* 2002] N. Stoyanov, T. Feurer, D.W. Ward, k.A. Nelson, *Direct visualization of the Gouy phase shift*, Department of Chemistry, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA 02139*, 2002.
- [Thibos *et al.* 1997] L. Thibos, W. Wheeler, D. Horner, *Power vectors: an application of Fourier analysis to the description and statistical analysis of refractive error*, Optometry ans Vision Science, vol. 74, No. 6, 1997.
- [Villegas *et al.* 2003] E.A. Villegas, P. Artal, *Spatially resolved wavefront aberrations of ophthalmic progressive-power lenses in normal viewing conditions*, Optometry and vision science, vol. 80, No. 2, 2003.
- [Villegas *et al.* 2004] E.A. Villegas, P. Artal, *Comparison of aberrations in different types of progressive power lenses*, Ophthal. Physiol. Opt. vol. 24, pp.419-426, 2004.
- [Villegas *et al.* 2006] E.A. Villegas, P. Artal, *Visual acuity and optical parameter in progressive power lenses*, Optometry ans vision science, Vol 83, No 9, 2006.
- [Watson 1996] G.N. Watson, *A treatise on the theory of Bessel functions*, Cambridge University Press,1996.

BIBLIOGRAFÍA

- [web1] <http://www.essilorinstrumentos.com.mx/cle60.html>.
- [web2] <http://www.topconmedica.com>.
- [web3] <http://www.rotlex.com>.
- [web4] <http://www.optixinput.com>.
- [web5] <http://www.originlab.com>.
- [Wyant *et al.* 1975] J.C. Wyant, F.D. Smith, *Interferometer for measuring power distribution of ophthalmic lenses* Applied Optics, vol.14, Iss.7, pp.1607-1612, 1975.
- [Wyant 1992] J.C. Wyant, *Applied Optics and optical engineering*, vol.XI, 1992.
- [Yoshizawa *et al.* 2009] T. Yoshizawa *et al.*, *Handbook of optical metrology: principles and applications*, Ed. CRC Press, 2009.